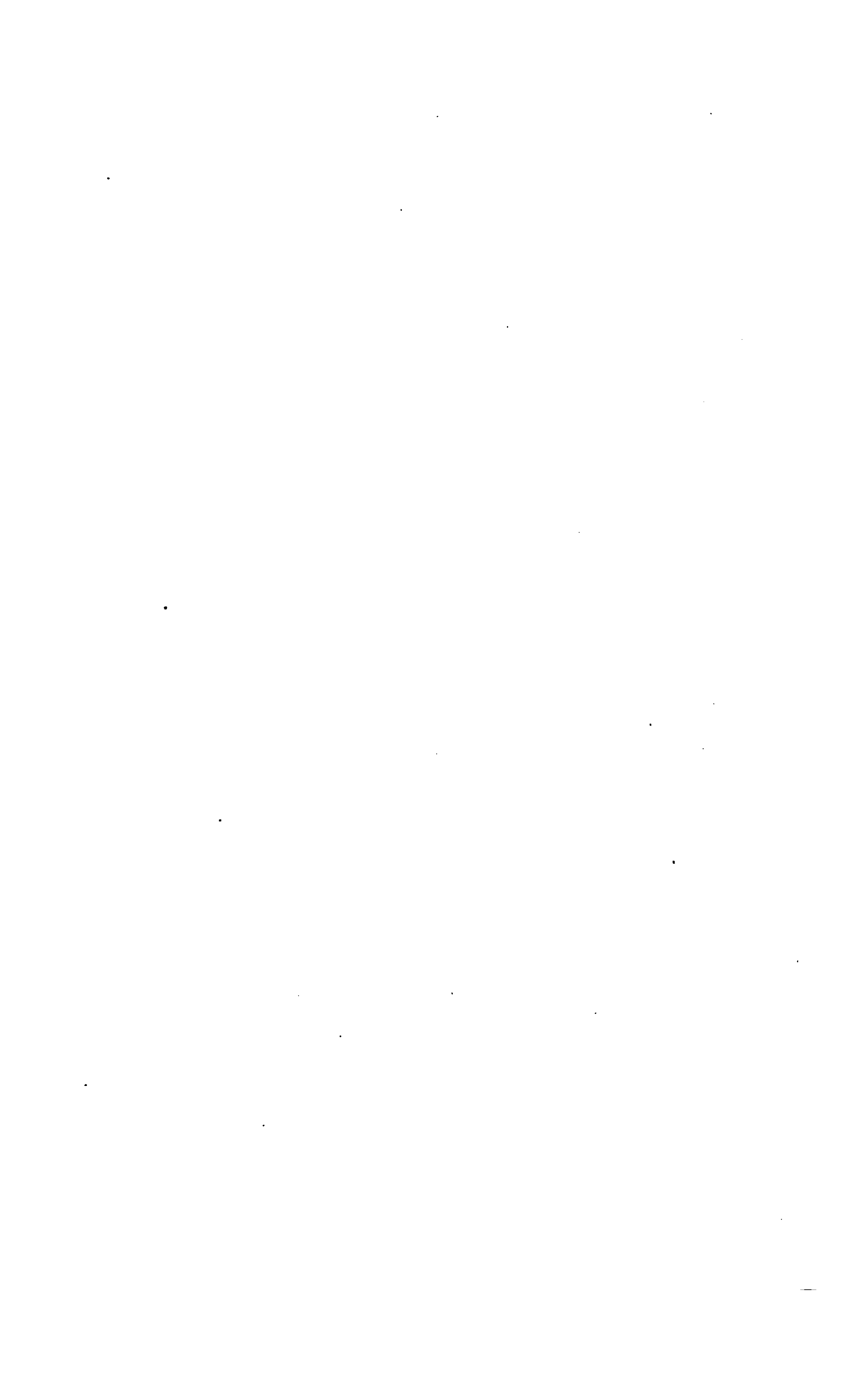


WIDENER LIBRARY
HX 63VH L





Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1905

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Dritter Jahrgang

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905



Inhalt*).

*) An den durch die fettgedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Jahrg. 3 *Heft 1*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen

Inhalt.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. **30. Januar 1905.** **Nr. 1/2.**

Festsitzung

zur Feier des 60jährigen Bestehens der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 7. Januar 1905.

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Vor Eintritt in die Tagesordnung legt der Vorsitzende eine Mitteilung von den Hrn. **J. Kiessling** und **E. Barkow**

Über die Entstehung
von Beugungsringen in künstlich durch die Einwirkung
elektrischer Kräfte erzeugtem Nebel

vor.

Sodann fanden im großen Hörsaale des Berliner Physikalischen Institutes folgende Demonstrationen statt:

Hr. **E. Pringsheim:** Künstliche Chromosphäre (vgl. unten S. 14).
Hr. **H. Rubens:** Stehende Schallwellen (vgl. diese Verhandlungen 6, 351, 1904).
Hr. **E. Goldstein:** Untersuchung der Phosphoreszenz anorganischer Präparate (vgl. unten S. 16).
Hr. **H. Siedentopf:** Ultramikroskopische Untersuchungen über Färbungen an Salzen.

Hr. **H. Kreusler:** Evakuierung durch Holzkohle nach DEWAR und Transformator.

Hr. **F. F. Martens:** Sphärische Aberration. — Farbe der Kupferbromidlösungen.

Hr. **H. Starke:** Demonstration von Kondensatorschwingungen mit dem Summer (vgl. unten S. 20).

Hr. **J. Precht:** Versuche mit Radium (vgl. unten S. 22).

Nach der Festsitzung fanden in den verschiedenen Räumen des physikalischen Institutes folgende Demonstrationen statt:

Hr. **R. Abegg:** Apparat zur Messung und Demonstration von Ionenbeweglichkeiten (vgl. unten S. 25).

Hr. **W. Biegon von Czudnochowski:** Einige Demonstrationsapparate (vgl. unten S. 28).

Hr. **H. Boas:** Verschiedene Apparate, wie Funkeninduktoren, Quecksilberunterbrecher usw.

Hr. **H. du Bois** demonstrierte:

1. Zwei magnetokinetische Kreisel[1]) zur Nachahmung para- sowie diamagnetischer Wirkungen, und zwar a) einen größeren Hartbleikreisel mit MAXWELLscher Vierfarbenscheibe; b) einen kleineren Wolframstahlkreisel mit MAXWELLscher Justierung (von SIEMENS & HALSKE, A.-G., Berlin).

2. Zwei Halbring-Elektromagnete[2]), und zwar einen größeren (etwa 38000 Gauss) und einen kleineren mit durchlaufender Bewickelung, Vertikalstellung und diversen Zubehörteilen (32700 Gauss) (von HARTMANN & BRAUN, A.-G., Frankfurt a. M.).

3. Stahlringmagnet; drei Lamellen aus Wolframmagnetstahl bilden einen geschlitzten Ring, mit Stahlgußpolschuhen in der üblichen Weise ausgerüstet; Feldstärke ungefähr 13000 Gauss (von Gebr. BÖHLER, Wien).

4. Drei Preßkohlenrheostate, und zwar a) für Schwachstrom nach ENGELMANN (von KAGENAAR, Utrecht); b) für Mittelstrom (von ROB. PAUL, London); c) für Starkstrom (von A. ELLERMANN, Berlin).

5. Dunkelkammerlampe mit absorbierender farbiger Lösung, z. B. Kaliumbichromat (von Gebr. RUHSTRAT, Göttingen).

---

[1]) H. DU BOIS, Ann. d. Phys. (4) **14**, 213, 1904.
[2]) H. DU BOIS, Ann. d. Phys. (4) **1**, 199, 1900.

6. Messingdübel und nagelbare „Idealsteine“ für Laboratoriumsmauern.

Hr. **R. Börnstein:**

drei für den Unterricht bestimmte Modelle von Isoplethenflächen, an denen die Abhängigkeit der Lufttemperatur oder des Barometerstandes von Jahres- und Tageszeit ersichtlich ist. Jeder Punkt der Fläche hat die Koordinaten x = Tagesstunde, y = Monat, z = Temperatur (oder Luftdruck). Auf einer hölzernen Grundplatte (xy-Ebene) sind in aufrechter Stellung zwei Scharen ebener Blätter aus Lederpappe angebracht, welche mittels passender Einschnitte ineinander geschoben sind und der xz- bzw. yz-Ebene parallel stehen. Ihre Oberkanten liegen in der darzustellenden Fläche, welche auf diese Art sichtbar gemacht wird. Die eine Schar („Monatsblätter“) enthält für jeden Monat des Jahres den mittleren täglichen Gang der Temperatur bzw. des Druckes, die andere Schar („Querstücke“) den jährlichen Gang für verschiedene Tageszeiten (Mitternacht, 6^a, Mittag, 6^p, Mitternacht).

Die ausgestellten Modelle sind: Temperaturflächen von Berlin und von Batavia, sowie eine Druckfläche von Berlin. Die beiden Temperaturflächen zeigen augenfällig den klimatischen Gegensatz zwischen gemäßigter und tropischer Zone, nämlich in Batavia die höhere Temperatur, geringere Tagesschwankung und zweimalige (in Berlin einmalige) Jahresschwankung. Die Druckfläche macht die zweimalige Tagesschwankung und die mehrfachen Jahresschwankungen erkennbar.

Hr. **H. Dießelhorst:** Photographische Registriermethode für den zeitlichen Verlauf von Galvanometerausschlägen (vgl. unten S. 32).

Hr. **P. Drude:**

1. Wellenmaschine nach Dr. W. SCHMIDT (vgl. diese Verh. **6**, 249, 1904).

2. Kleiner TESLA-Transformator, zur Funkenspeisung für kurze elektrische Wellen, Konstruktion von DRUDE.

3. Apparat zur Messung der Dielektrizitätskonstante nach DRUDE (vgl. Wied. Ann. **61**, 466, 1897. — ZS. f. phys. Chem. **23**, 267, 1897).

4. Apparat zur Messung der Dielektrizitätskonstante nach DRUDE-SCHMIDT (vgl. Ann. d. Phys. (4) 9, 923, 1902).

5. Meßbarer variabeler Kondensator zur Erzeugung elektrischer Schwingungen von verschiedener Periode nach DRUDE (vgl. diese Verh. 5, 294, 1903).

6. Wellenlängen-Meßapparat nach DRUDE (vgl. Ann. d. Phys. (4) 9, 611, 1902).

7. Resonanzspulen für die Eichung von 5. (vgl. diese Verh. 5, 295, 1903).

Hr. **H. Ebert:** Eine neue Form des Ionen-Aspirationsapparates (vgl. unten S. 34).

Firma **Ferdinand Ernecke:** Schulprojektionsapparat Type NOR 2 (vgl. unten S. 38).

Hr. **F. R. Gorton:** Neuer lichtelektrischer Versuch (vgl. unten S. 42).

Hr. **L. Grunmach:** Versuchsanordnung der Kapillarwellenmethode zur Bestimmung von Oberflächenspannungen (vgl. diese Verhandlungen 1, 13, 1899; 4, 279, 1902; 6, 243, 1904, sowie ausführlicher in den Berliner Berichten, den Annalen der Physik und in den Wissenschaftl. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungs-Kommission, Heft III, 101—198, 1902).

Firma **Hartmann & Braun:** Halbringelektromagnet nach DU BOIS.

Hr. **H. Hauswaldt:** Tafelwerke betr. Interferenz-Erscheinungen im polarisierten Licht.

Hr. **G. Hellmann:** Mechanisch registrierender Schneemesser HELLMANN-FUESS.

Beruht auf dem Prinzip der Wägung (Briefwage), da die bisher zumeist befolgte Methode der künstlichen Schneeschmelzung mancherlei Nachteile hat.

Auf dem Teller steht das auswechselbare Auffanggefäß von 50 cm Höhe und 400 qcm Auffangfläche, das sich innerhalb des äußeren Mantels aus verzinntem Eisenblech nach unten bewegen kann. Gleichzeitig bewegt sich der Schreibhebel der Wage an der Registriertrommel nach oben. Ist er am höchsten Punkte, entsprechend einer Wasserhöhe von 35 mm, angelangt, so verschiebt sich das Gegengewicht durch automatische Auslösung derartig, daß die Schreibfeder auf den Nullpunkt zurückgeht, um eventuell zum zweiten Male bis zum oberen Rande der Trommel aufzu-

rücken. Es können also Schnee- (und Regen-) Mengen bis zu 70 mm Höhe ohne weiteres registriert werden. Bei noch größeren Tagesmengen, die indessen im Winter zu den größten Seltenheiten gehören, muß das Auffanggefäß rechtzeitig gewechselt werden.

Eine an der Wage angebrachte Flügel-Dämpfung soll den störenden Einfluß des Windes beseitigen.

Da der Apparat eben erst die mechanische Werkstätte von R. FUESS in Steglitz verlassen hat, behält Hr. G. HELLMANN sich seine nähere Beschreibung für später vor.

Hr. **J. Hirschwald:** Mikroskop für Gesteinsuntersuchungen (vgl. Zentralbl. f. Min. 1904, 626).

Firma **S. Hirzel:** Verlagswerke, unter anderen die bisher erschienenen Bände der Physikalischen Zeitschrift.

Hr. **P. Johannesson:** Eine „Radwage" als schiefe Ebene (vgl. unten S. 43).

Hr. **W. Kaufmann:** Rotierende Quecksilberluftpumpe.

Hr. **A. Köhler:** Mikrophotographische Einrichtung für ultraviolettes Licht (vgl. diese Verh. **6**, 270, 1904).

Hr. **G. Leithäuser:** Geschwindigkeitsverlust der Kathodenstrahlen beim Durchgang durch Metallblätter.

Hr. **Adolf Mensing:** Zwei Instrumente für die Meeresforschung:

1. ein Stromrichtungszeiger;
2. ein Stromgeschwindigkeitsmesser.

Die für diese Zwecke bis jetzt verwendeten Instrumente haben den Nachteil, daß sie aus dem Wasser an Deck des Beobachtungsschiffs genommen werden müssen, um das Resultat der Beobachtung festzustellen. Die hierzu erforderliche Zeit verbietet bei veränderlichen Strömungen und größeren Tiefen die Repetition der Beobachtung, des einzigen Mittels, um die Genauigkeit der Beobachtung zu sichern.

Bei der Konstruktion der beiden ausgestellten Instrumente war der Wunsch maßgebend, hier Wandel zu schaffen. — Bei dem Richtungszeiger ist unter der Rose des bekannten Schiffskompasses eine Ebonitscheibe angebracht, auf deren Rande voneinander isolierte elektrische Widerstände in Reihe geschaltet sind, so daß ein elektrischer Strom von dem berührten Widerstande aus alle anderen bis zur Austrittsstelle durchlaufen muß.

Die Scheibe kann durch ein Solenoid gehoben werden. Geschieht dies, so wird die Rose zugleich fixiert, wobei je nach der Größe des Azimutwinkels des durch eine Wasserfahne in die Stromrichtung gestellten Instruments ein größerer oder geringerer induktionsfreier Widerstand in den Meßstrom geschaltet wird. Die Größe des Widerstandes kann durch die Telephonmaßbrücke bestimmt werden.

Um den angeführten Mängeln des zum Messen der Stromgeschwindigkeit benutzten WOLTMANN-Flügels und ähnlicher Instrumente zu begegnen, hat man bereits früher versucht, die Umdrehungen eines durch den Strom bewegten Propellers elektrisch zu übertragen. Die getroffenen Anordnungen versagten jedoch, weil kurze Zeit nach der Ingangsetzung Polarisationserscheinungen auftraten, durch welche der Betrieb gestört wurde.

Bei dem ausgestellten Apparat ist diesem Mangel durch eine wasser- und gasdichte, starre Umhüllung der eigentlichen Kontaktvorrichtung abgeholfen, durch welche hindurch der Schlag eines durch 50 Umdrehungen des Propellers gespannten und dann losgelassenen Hahnes durch den elastischen Stoß auf einen kleinen Prellklotz aus Elfenbein übertragen wird, dessen Bewegung den Kontakt schließt. Eine in den Stromkreis geschaltete geeignete Vorrichtung, z. B. eine Klingel, macht Anfang und Ende der Periode bemerkbar und gestattet, deren Länge durch eine Uhr festzustellen. Man kennt dann die für 5 Umdrehungen des Propellers erforderliche Zeit, woraus nach einigen Vorversuchen die Stromgeschwindigkeit leicht gefunden werden kann.

Hr. **Miethe:** Bilder in natürlichen Farben.

Hr. **Fr. Neesen:**

1. Doppeltwirkende Quecksilberpumpe.
2. Die Originalplatten der Bilder von leuchtenden Geschossen, aus denen Endgeschwindigkeit und Endneigung der Flugbahn berechnet sind.

Hr. **Arthur v. Oettingen** (in Gemeinschaft mit Hrn. **Fritz Blumbach**): Räumliche Darstellung des zeitlichen Vorganges von Schwefelkohlenstoff-Explosionen im Eudiometerrohr mittels des durch rotierenden Planspiegel mit STEINHEIL-Aplanat erhaltenen Bildes (vgl. unten S. 44).

Hr. **M. Reinganum:** Dampfdichtebestimmungsapparat.

Firma **Franz Schmidt & Haensch:** Projektionsapparate, Spektralapparate, Polarisationsapparate, Photometer.

Firma **Siemens & Halske:**

1. Meßbrücke für größere Selbstinduktionen zur Bestimmung der Induktionskonstanten und des Energieverlustes von Wechselstromapparaten. Meßbereich bis herab zu 10^{-3} Henry.

2. Meßbrücke für kleinere Selbstinduktionen zur Bestimmung der Induktionskonstanten und des Energieverlustes von Wechselstromapparaten. Meßbereich von 10^{-3} Henry bis herab zu 10^{-7} Henry.

3. Summerumformer zur Erzeugung sinusförmiger Wechselströme für Meßzwecke bis zu 1000 Perioden pro Sekunde.

4. Maschine zur Erzeugung sinusförmiger Wechselströme für Meßzwecke bis zu 10000 Perioden pro Sekunde.

5. Präzisionsnormale der Selbstinduktion, vollständig unabhängig von der Frequenz des Wechselstromes.

6. Elektrometer mit sehr geringer Kapazität nach BEGGEROW. Meßbereich 0,1 bis 50 Volt bei einem Hilfspotential von etwa 300 Volt.

7. Zweispuliges Kugelpanzergalvanometer nach DU BOIS-RUBENS mit 1000fachem Schutz gegen magnetische Störungen mit JULIUSscher Aufhängevorrichtung in Spezialausführung.

8. DEPREZ-Galvanometer für ballistische Messungen mit magnetischem Nebenschluß. Aufgestellt in horizontaler Ablesevorrichtung.

9. Vertikale Ablesevorrichtung für DEPREZ-Galvanometer mit Glasschutzkasten, welcher auch während des Gebrauches übergedeckt bleibt.

10. 13-teiliger Nebenschluß für DEPREZ-Galvanometer zum Gebrauche bei Isolations- und Kapazitätsmessungen in AYRTONscher Schaltung für konstante Galvanometerdämpfung bei nahezu offenen Stromkreisen.

11. Nebenschluß zum DEPREZ-Galvanometer mit Doppelkurbelkontaktvorrichtung. Zur getrennten Einstellung der Nebenschließungen für Isolations- bzw. Kapazitätsmessungen mit nur

einem Widerstandssatz in AYRTONscher Schaltung für konstante Galvanometerdämpfung bei nahezu offenen Stromkreisen.

12. Wirbelstromfreies Spiegel-Elektrodynamometer zur Messung schwacher Wechsel- und Gleichströme mit Luftdämpfung und bequem zugänglichem beweglichen System (neues vereinfachtes Modell).

13. Walzenrheostat für kontinuierliche sprunglose Stromregulierung.

14. Präzisions-Ampèremeter ohne Temperaturkoeffizienten von 2 Ohm Widerstand. Dazu ein kombinierter Nebenschluß aus Manganin mit Luftkühlung zum direkten Anschluß an das Instrument.

15. Vielstufiger Nebenschluß nach Prof. FEUSSNER für Präzisionsinstrumente mit Verriegelung des Ausschalters und der Anschlüsse zur Verhütung falscher Nebenschlußwahl.

16. Universalgalvanometer nebst Zubehör, auch für Widerstandsmessungen nach der KOHLRAUSCHschen Methode mit Wechselstrom und Telephon eingerichtet.

17. Doppelkurbelmeßbrücke für Widerstandsmessungen von 10000 bis 0,000001 Ohm mit Hilfe von Normalwiderständen.

18. Normalwiderstände mit Quecksilberanschluß.

19. Normalwiderstände mit Laschenanschluß.

20. Verzweigungsbüchse mit Interpolationswiderstand zum Gebrauche als Brückenverzweigung bei genauer Widerstandsmessung.

21. Brückenzweigwiderstand mit vertauschbaren Zweigen. Zur Eliminierung der Ungleichheit der beiden Zweige und bequemer Interpolation bei Ausführung der Messung.

22. Drahtwiderstand, 1 Million Ohm mit Abzweigklemmen für je 100000 Ohm. Zulässige Spannung 10 × 100 Volt.

23. Präzisions-Ampèremeter, Voltmeter und Wattmeter für Gleichstrom, Wechselstrom und Drehstrom. Dieselben sind nach rein dynamometrischem Prinzip gebaut; sie zeigen sowohl bei Gleichstrom als auch bei Wechselstrom von beliebiger praktisch vorkommender Frequenz und Stromkurvenform, sowie auch die Wattmeter bei jeder Phasenverschiebung richtig an; die Angaben

der Wattmeter sind ebenfalls richtig, gleichgültig, ob die Instrumente kürzere oder längere Zeit eingeschaltet werden.

24. Universalmeßinstrument für Messungen an Telegraphen und Telephon-Einfach- und Doppelleitungen, Isolationsmessungen, Widerstandsmessungen, Erdfehlerbestimmungen, Fremdstrommessungen, Strom- und Spannungsmessungen, Bestimmung von Batteriewiderständen usw.

25. Registrierendes Pyrometer mit automatischem Umschalter zur Registrierung von fünf verschiedenen Thermoelementen auf einem Papierstreifen.

26. Magnetokinetischer Kreisel nach H. du Bois zur Demonstration starker diamagnetischer bzw. paramagnetischer Orientierbarkeit. Näheres Annalen der Physik (4) 13, 1904; 14, 1904.

27. Oszillograph. Apparat zur Beobachtung und photographischer Aufnahme periodischer und nicht periodischer elektrischer Vorgänge.

28. Kompaßübertragung von Siemens und Halske (System Prof. Dr. Einthofen). Bei diesem System wird die Aufgabe, die relative Bewegung der Rose eines Schiffskompasses auf einen Empfangsapparat, dessen Angaben ganz unabhängig von dem Erd- und Schiffsmagnetismus sind, zu übertragen, durch Anwendung des bolometrischen Prinzips auf folgende Weise gelöst. Die mit einem 90° umfassenden Glimmerfenster versehene Geberrose (System Kaiser mit vier peripherisch angeordneten Magneten) wird zwischen einer Glühlampe und einem aus 200 radial verlaufenden Platinstreifen bestehenden Gittersystem angeordnet; das letztere sowie die Lampe sind fest mit dem Kompaßgehäuse verbunden. Das Gittersystem besteht aus vier je 90° umfassenden Gittern, von denen je zwei einander gegenüberliegende Zweige je eines Wheatstoneschen Brückensystems bilden. Dreht sich das Schiff, dann findet eine relative Bewegung zwischen Rose, also dem Glimmerfenster einerseits und Glühlampe und Gittersystem andererseits statt, so daß die von der Lampe ausgehenden und das Glimmerfenster passierenden Strahlen für jede Rosenstellung ganz bestimmte Platinstreifen bestrahlen, deren Temperatur und somit ihren elektrischen Widerstand erhöhen. Durch diese Widerstandserhöhung der Gitter werden in den bei Nichtbestrahlung derselben

keinen Strom erhaltenden Brücken Ströme bestimmter Richtung und Größe erzeugt, welche die zu beiden zueinander senkrecht und im Felde eines starken Elektromagneten drehbar angeordneten Empfängerspulen durchfließen und so die fest mit diesem Spulensystem verbundene Rose mit Gradeinteilung so einstellen, daß der Empfänger einerseits genau den von dem primären Kompaß angegebenen Kurs anzeigt, andererseits den Bewegungen der Geberrose kontinuierlich, also nicht sprungweise, folgt.

Firma **Friedr. Vieweg & Sohn:** Zahlreiche Verlagswerke, insbesondere eine weit zurückreichende Serie der von der Gesellschaft herausgegebenen „Fortschritte der Physik".

Hr. **H. C. Vogel:**
1. Photographie des Mondes.
2. Photographie des Orionnebels.
3. Photographie des Ringnebels in der Leier.
4. Photographie der Sonne.

Hr. **R. Wachsmuth:** Apparat zur akustischen Bestimmung von Dampfdichten (vgl. unten S. 47).

Meteorologisch-Magnetisches Observatorium. (Vgl. unten S. 49.)

A. Meteorologische Abteilung.

1. Hr. **A. Sprung:** Neueste Form des SPRUNG-FUESSschen Laufgewichtsbarographen.
2. Derselbe: Versuch einer rationellen Registrierung der atmosphärischen Feuchtigkeit.
3. Derselbe: Photographische Aufnahmen, welche mit Hilfe des photogrammetrischen Wolkenautomaten ausgeführt sind.
4. Hr. **G. Lüdeling:** Eine Vorrichtung zur Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung.

B. Magnetische Abteilung.

5. Hr. **Ad. Schmidt:** Magnetische Wage.
6. Derselbe: Registrier-Apparat.
7. Derselbe: Erdinduktor.

Über die Entstehung von Beugungsringen in künstlich durch die Einwirkung elektrischer Kräfte erzeugtem Nebel;

von J. Kiessling und E. Barkow.

(Vorläufige Mitteilung, eingegangen am 10. Dezember 1904.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 1.)

Unter Bezugnahme auf eine Bemerkung von LUMMER (diese Verhandl. 6, 142, 1904), daß es ihm „nicht gelungen sei, elektrische Nebel zu erzeugen, welche sichtbare Beugungserscheinungen im Gefolge haben", kann aus Versuchsreihen, die im physikalischen Institut zu Marburg über die Bedingungen der Entstehung „homogenen" Nebels angestellt wurden, vorläufig folgendes mitgeteilt werden.

Die kugelförmigen Glasgefäße, in welchen der Nebel erzeugt wird, müssen, wenn es sich um objektive Darstellung der Beugungsfarben handelt, einen Inhalt von mindestens 6 bis 8 Liter besitzen. — Große Sorgfalt muß auf die Filtration der in die Gefäße eintretenden gesättigten Luft verwendet werden, damit keinerlei aus der Zimmerluft herrührende Kondensationskerne in derselben mehr enthalten sind.

Bezeichnet man mit v_1 das ursprüngliche Volumen, mit v_2 den Wert des adiabatisch ausgedehnten Volumens, so ist die Abwesenheit solcher störender Kondensationskerne daran zu erkennen, daß keine Nebelbildung eintritt, solange der Expansionsquotient $v_2/v_1 < 1{,}25$ ist. (Vgl. Sitzungsber. d. Gesellsch. zur Beförd. der gesamten Naturw. zu Marburg i. H., Aug. 1904.) — Wird nun, wie es schon R. VON HELMHOLTZ und F. RICHARZ 1890 (Wied. Ann. 40) bei der Untersuchung des Dampfstrahles angegeben haben, das mit gesättigter, filtrierter Luft gefüllte Glasgefäß zwischen zwei Metallplatten gestellt, die mit den Polen eines kräftigen Funkeninduktors verbunden sind, und wird, nach-

dem der Funkeninduktor 10 bis 85 Sekunden lang tätig gewesen ist, eine Expansion vorgenommen, so entsteht ein starker Nebel, der im allgemeinen sehr schnell zu Boden sinkt; wird aber nun in das Gefäß wieder filtrierte, gesättigte Luft eingelassen und dann die Expansion wiederholt, so entsteht ein homogener Nebel von solcher Dichtigkeit, daß die Beugungsringe sich mit Bogenlicht objektiv darstellen lassen. — Unter gewissen Bedingungen treten hierbei Nebeltröpfchen von zweierlei wesentlich verschiedener Größe auf, von denen die größeren, welche Beugungsringe mit gesättigten Farben erzeugen, mit leicht meßbarer Fallgeschwindigkeit zu Boden sinken, während die kleineren längere Zeit hindurch als ein rauchartiger, bläulicher Dunst das Nebelgefäß gleichmäßig erfüllen.

Auch durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen, deren Einfluß auf den Dampfstrahl schon von F. Richarz 1896 (Wied. Ann. 59) nachgewiesen worden ist, läßt sich homogener Nebel von erheblich geringerer, aber zur objektiven Darstellung der entstehenden Beugungsringe ausreichender Dichtigkeit erzeugen. Doch gelingt dies nur bei derjenigen hohen Frequenz der Funkenentladungen, welche ein Wehnelt-Unterbrecher liefert (Spannung 15 cm Funkenlänge am Funkeninduktor). Um die gleichzeitig auftretende Einwirkung des die Röntgenröhren umgebenden elektrischen Wechselfeldes auszuschalten, muß zwischen die Röntgenröhre und das Nebelgefäß eine zur Erde abgeleitete Platte Aluminiumblech eingeschaltet werden. — Überraschend stark ist bei Anwendung einer Quecksilber-Bogenlichtlampe die nebelbildende Wirkung der Bestrahlung mit ultraviolettem Licht, welche zuerst von Lenard und Wolf 1889 (Ann. 37) nachgewiesen, aber irrtümlicher Weise auf eine durch die Bestrahlung erzeugte Zerstäubung der Quarzoberfläche zurückgeführt worden ist. R. v. Helmholtz und Richarz haben dann (Ann. 40) die Vermutung ausgesprochen, daß die wesentliche Quelle der Kondensation in der durch ultraviolette Bestrahlung erzeugten Ionisation zu suchen sei, und die Richtigkeit ihrer Vermutung schon durch einen Versuch wahrscheinlich gemacht. Sicher bestätigt wurde sie dann später durch E. Simon (Wien. Ber. **104** [2], Juni 1895), durch C. T. R. Wilson (Proc. Roy. Soc. **64**, 125, 1898; Naturw. Rundsch. **14**, 174, 1899) und Lenard selbst (Ann. d. Phys. (4) **1**, 486, 1900). — Es ist be-

achtenswert, daß auch in diesem Falle der infolge der ersten Expansion nach der Belichtung entstehende dichte Nebel nicht vollkommen homogen ist, sondern daß erst der nach einer zweiten Expansion entstehende Nebel Beugungsringe mit kräftig entwickelten Farben liefert. Auch hierbei bleibt, nachdem der homogene Nebel sich gesetzt hat, ein bläulicher, das Gefäß gleichmäßig erfüllender Dunst längere Zeit bestehen. Vgl. die Untersuchungen von T. R. Wilson (Proc. Cambr. Soc. **9**, 382, 1898; Phil. Trans. (A) **192**, 403, 1899) und von J. H. Vincent (Proc. Cambr. Soc. **12**, 305, 1903).

Marburg i. H., Physikalisches Institut, Dezember 1904.

Künstliche Chromosphäre;
von E. Pringsheim.

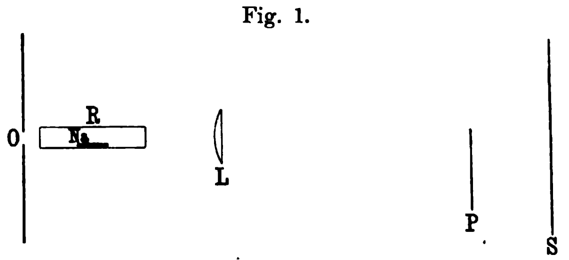
(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 1.)

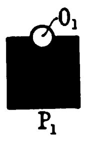
In einem einfachen Vorlesungsversuche wird die Erscheinung der Chromosphäre und der Protuberanzen nachgeahmt, wie sie bei Gelegenheit einer totalen Sonnenfinsternis zu beobachten sind. Die experimentellen Bedingungen werden dabei möglichst vollkommen den Verhältnissen nachgebildet, welche nach der von W. H. JULIUS aufgestellten Sonnentheorie diese Erscheinungen auf der Sonne hervorbringen.

Die von dem weißen Licht einer elektrischen Bogenlampe beleuchtete kreisförmige Öffnung O (Fig. 1) eines Diaphragmas stellt

Fig. 1.



die Photosphäre dar. Von einer Projektionslinse L wird ihr Bild zunächst auf den weißen Schirm S entworfen. Jetzt wird ein geeignet ausgeschnittener Pappschirm P in den Weg der Strahlen gebracht, so daß er



das Bild der künstlichen Sonne abfängt und nur ganz wenig über dasselbe hinausragt. In P_1 ist dieser Schirm von vorn gesehen dargestellt, O_1 ist das auf ihn fallende Bild der Öffnung O. Dieser Schirm spielt also in unserem Versuche dieselbe Rolle, wie bei einer totalen Sonnenfinsternis der Mond. Zur Nachahmung der anomal dispergierenden Sonnenatmosphäre

dient ein „Prisma“ aus Natriumdampf, welches nach einer von Herrn WOOD herrührenden Methode hergestellt wird. Ein evakuiertes, an beiden Enden mit Glasplatten verschlossenes Eisenrohr *R* enthält etwas metallisches Natrium, welches durch eine unter das Rohr gehaltene Bunsenflamme erhitzt wird. Das Natrium verdampft und bildet ein „Prisma“, in welchem die Dichtigkeit des Dampfes von unten nach oben schnell abnimmt. In diesem wird das gelbe, den Natriumlinien nach der violetten Seite des Spektrums hin unmittelbar benachbarte Licht durch anomale Dispersion von seiner geraden Richtung nach oben abgelenkt, es nimmt seinen Weg an dem Pappschirm *P* vorbei und bildet sich auf dem Schirme *S* als eine gelbleuchtende Chromosphäre ab, welche der bei einer totalen Sonnenfinsternis sichtbaren vollkommen entspricht.

Diese künstliche Chromosphäre ist allerdings nicht rötlich, wie die wirkliche, sondern gelb, weil aus experimentellen Gründen hier Natriumdampf als anomal dispergierendes Gas angewendet wird, während auf der Sonne hauptsächlich der Wasserstoff wirksam ist. An einigen Stellen gehen gelbe Strahlen noch weiter in den Raum hinaus, die als eine künstliche Nachbildung der Protuberanzen angesehen werden können.

Daß es sich wirklich um anomal dispergierte Strahlen handelt und nicht etwa um das vom Natriumdampf emittierte gelbe Licht, zeigt sich sofort, wenn man das Licht der Lampe unmittelbar vor O abblendet. Dann verschwindet nicht bloß das Bild O_1, sondern auch die gelbe Chromosphäre.

Untersuchung der Phosphoreszenz anorganischer Präparate;

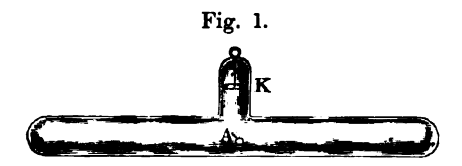
von E. Goldstein.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 1.)

Der Vortragende demonstrierte das von ihm bei seiner Untersuchung über die Phosphoreszenz anorganischer chemischer Präparate (Sitzungber. d. Berl. Akad. 1900, S. 818) angewandte Verfahren in einer für Vorlesungszwecke geeigneten Form. Bei diesem Verfahren läßt man die zu untersuchenden Substanzen, z. B. ein gepulvertes oder gekörntes Salz, in einer stark evakuierten Entladungsröhre quer durch ein Bündel Kathodenstrahlen hindurchgleiten. Die in den Kathodenstrahlen nur fluoreszierenden Substanzen leuchten dann lediglich in der Schnittfläche mit dem erregenden Strahlenkegel, während die phosphoreszierenden Körper auch nach dem Verlassen des Kegels leuchten und daher im Fallen einen Lichtschweif in Form eines leuchtenden Bandes bilden, dessen Länge, Helligkeitsverlauf und Farbenabstufungen dann Aufschluß geben über die Dauer und das Abklingen der Phosphoreszenz, sowie über die etwaige Anwesenheit mehrerer in verschiedener Dauer und verschiedenen Farben leuchtender Substanzen. Die vorgeführten Röhren (Fig. 1) waren 52 cm lang und 3 cm weit; die Kathodenstrahlen gingen von der 15 mm im Durchmesser haltenden, an der Rückseite isolierten Kathodenscheibe K aus, die in einem 22 mm weiten Seitentubus liegt. Die Anode A ist ein kurzer Drahtstift. Gegenüber A geht das zur Evakuation dienende Rohr senkrecht zur Röhrenachse ab. Zur bequemen Demonstration der Erscheinungen werden die Röhren mittels dieses Evakuationsrohres e (Fig. 2) an einer durchlochten

Fig. 1.



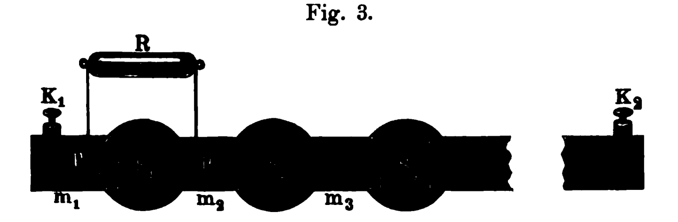
hölzernen Stativstange drehbar befestigt, indem man über *e* einen durchbohrten Pfropfen schiebt. Dreht man nun die Röhren um 180° hin und her, wobei *e* die Drehungsachse bildet, so bildet das phosphoreszierende Salz abwechselnd in beiden Hälften der Röhre das leuchtende Band. Die Röhren sind mit ihren Stativen, um eine beliebige Anzahl rasch nacheinander demonstrieren zu können, auf der „Entladungsbank“ angebracht, welche Herr Mechaniker Meyerling (Halensee bei Berlin) nach den Angaben des Vortragenden seit vielen Jahren herstellt. Die Schaltung der Röhren an dieser Vorrichtung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt.

Fig. 2.



Der Strom des Induktoriums wird mittels der beiden Klammern $K_1 K_2$ durch eine rein metallische Leitung geführt, welche aus den auf einem horizontalen Brett bzw. einer Hartgummiunterlage in Zwischenräumen von 5 cm montierten Metallstreifen $m_1 m_2$ . . . und den die Zwischenräume überdeckenden Metallscheiben $S_1 S_2$ . . . gebildet wird. Jede Scheibe S kann

Fig. 3.



mittels eines in ihrer Mitte vertikal befestigten, in einer Führung gleitenden Glasstabes aufgehoben werden. Die Entladungsröhren R liegen im Nebenschluß zu dieser Strombahn, je eine mit zwei Polklemmen *pp* direkt oder durch Anschlußösen *qq* vom Holzstativ aus verbunden. Das Induktorium wird bei der Demonstration

dauernd in Gang gehalten. Die Röhren bleiben dunkel, so lange die Scheiben *S* aufliegen. Wird eine der Scheiben aufgehoben, also eine 5 cm lange Luftstrecke eingeschaltet, so geht die Entladung durch die zugehörige parallel geschaltete Röhre. So können sämtliche Röhren einfach durch Aufheben und Niedersetzen der zugehörigen Scheiben sehr schnell ein- und ausgeschaltet werden. Eine Entladungsbank für zehn Röhren nimmt eine Länge von 1,6 m ein. Auf dem Brett der Bank sind zugleich die Holzstative für die Röhren aufgesetzt. (Röhren, die einer drehbaren oder vertikalen Anbringung nicht bedürfen, werden nach Abnahme der Stativstangen mittels der Evakuationsröhren *e* oder daran gekitteter Glasröhren in die Füße der Stative eingesetzt.) Bei dem Vortrag wurde außer geglühtem Kaliumsulfat, welches nur (violettblaues) Fluoreszenzlicht liefert, die folgenden phosphoreszierenden Substanzen vorgeführt, welche (auch in noch längeren Röhren) einen intensiven, von der Mitte der Röhre bis ans Ende derselben reichenden Lichtschweif zeigen:

Calciumfluorid (Schuchardt)	Lichtschweif	grün
Lithiumchlorid + Mn	"	orange
Natriumsulfat + Mn	"	gelb
Zinksulfat + Mn	"	rot
Calciumsulfat + Mn	"	hellgrün
Cadmiumsulfat + Mn	"	(grünlich-)gelb
Kaliumsulfat + Eu	"	violett.

Hierbei bedeutet Mn einen kleinen Zusatz von Mangansulfat, Eu einen kleinen Zusatz von Europiumsulfat. Die letztere seltene Substanz verdankt Vortragender der Gefälligkeit von Herrn Prof. F. Giesel.

Die Präparate sub 2, 3 und 7 der obigen Reihe waren geschmolzen und dann gepulvert, die übrigen schwach geglüht[1]). Die sub 3—6 genannten Mischungen (bzw. festen Lösungen) sind bereits von Wiedemann und Schmidt[2]) dargestellt. Ohne die Zusätze, bzw. in ganz reinem Zustande würden die mit Mangan versetzten Salze nach den Untersuchungen des Vortragenden (l. c.) nur schwaches blaues Fluoreszenzlicht geben. Geeignete Zusätze

[1]) Evakuierte, mit geeigneten Salzen beschickte Röhren zur Darstellung der Lichtschweife liefert Herr Müller-Unkel in Braunschweig.

[2]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **54**, 604 u. **56**, 201, 1895.

bewirken merkliche Lichtschweife von charakteristischer Farbe schon in überraschend geringen Mengen, zum Teil bei weniger als $^{1}/_{10\,000\,000}$ [1]). Die Schweiferscheinung bildet also (wie schon l. c. hervorgehoben) umgekehrt ein analytisches Hilfsmittel von hervorragender Empfindlichkeit.

---

[1]) Alle bisher geprüften Handelspräparate von Zinksulfat und von Cadmiumsulfat enthalten Mangan in ausreichenden Mengen, um namentlich bei geglühten Präparaten kräftige Lichtschweife auch ohne besondere Zusätze zu liefern. Die letzteren erhöhen jedoch die Intensität.

Demonstration von Kondensatorschwingungen mit dem Summer;

von H. Starke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 2.)

Der Summer ist ein für telephonische Zwecke konstruierter Apparat der Firma Siemens und Halske, welcher etwa folgende Wirkungsweise hat: Man schließt ein galvanisches Element durch eine mikrophonische Anordnung, bestehend aus Eisenmembran mit Kohlekontakt, und die Primärwickelung eines kleinen Induktionsapparates. Die Sekundärwickelung desselben setzt sich in eine Spule fort, welche über einen vor der Eisenmembran befindlichen Magneten geschoben ist, und wird beim Gebrauch kurz geschlossen. Schließen des Primärstromes erzeugt einen Induktionsstrom in der Sekundärspule, durch welchen der Magnet verstärkt, und die Eisenmembran angezogen wird. Dadurch wird der Kohlekontakt besser, der Primärstrom verstärkt, die Membran also durch die Wirkung des Induktionsstromes weiter angezogen. Nach Ablauf des Induktionsstosses kehrt die Membran um, der Kohlekontakt wird schlechter; der entstehende Induktionsstrom schwächt den Magneten, und die Membran entfernt sich noch weiter, um nach Ablauf des Induktionsstromes umzukehren, den Kohlekontakt wieder zu verbessern und das Spiel von neuem anzuregen. Die entstehenden Schwingungen der Membran werden durch lautes Tönen des Apparates kenntlich.

Anstatt nun die Sekundärspule kurz zu schließen, kann man sie auch mit den Belegungen eines Kondensators verbinden und erhält auch dann ein Ansprechen der Membran, wenn der Kondensator geeignete Kapazität besitzt (etwa $\frac{1}{10}$ — 1 Mikrofarad) Die Schwankungen in der primären Stromstärke erregen dann nämlich den aus Kondensator und Sekundärspule bestehenden

Schwingungskreis zu elektrischen Schwingungen, welche der Membran mit Hilfe des Magneten ihre Periode aufzwingen. Die Membran spricht dann an, wenn eine ihrer möglichen Eigenschwingungen mit den elektrischen Schwingungen in Resonanz ist. Durch Verändern der Kapazität des Kondensators oder Regulieren der Selbstinduktion mit Hilfe einer eingeschalteten Spule mit herausziehbarem Eisenkern kann man die Periode der elektrischen Schwingungen derartig verändern, daß man die Tonhöhe der Membran etwa im Bereich einer Quinte variieren kann.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Versuche mit Radium;
von J. Precht.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 2.)

In einem unsymmetrischen Entladungsfelde der Influenzmaschine (Anode Kugel, Kathode große Scheibe) führen Becquerelstrahlen die positive Büschelentladung in Glimmentladung über, wie die Herren Elster und Geitel [1]) zuerst gezeigt haben. Andererseits wird der passive Funke in der Hertzschen [2]) Anordnung zum Nachweis der Wirkung ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung auch durch radioaktive Körper erregt [3]).

Beide Erscheinungen haben entgegengesetzten Charakter, soweit die Spannungsverhältnisse an den Elektroden in Betracht kommen. Beim Übergang der Büschelentladung in Glimmen steigt die Potentialdifferenz der Elektroden, in einem besonderen Falle um 2200 Volt. Bei der Erregung des Funkens, oder, was sich mit der Influenzmaschine ebenfalls erreichen läßt, Überführung von Glimmentladung in positive Büschel oder in Funken, sinkt die Spannung, in einem Spezialfalle um 2000 Volt.

Der Mechanismus dieser Erscheinungen ist gewiß verwickelt, man hat sie bisher durch die Bildung von Ionen, erzeugt durch die Strahlen des Radiumpräparates, Aufhebung der Vorperiode usw., zu erklären gesucht, doch möchte ich einige Versuche zeigen, welche diese Deutung kaum zulassen.

Zunächst sei darauf hingewiesen, daß beide Erscheinungsgruppen sich auch *unter Benutzung des Induktoriums* unter passenden Bedingungen bei der gleichen Anordnung der Entladungsstrecke zeigen lassen. Ich verwende zwei Kugeln, eine von 1 cm, eine von 3 cm Durchmesser, letztere als Kathode. Schaltet

---

[1]) Elster und Geitel, Wied. Ann. 69, 673, 1899.
[2]) H. Hertz, Wied. Ann. 31, 983, 1887.
[3]) Elster und Geitel, l. c.

man parallel zu dieser Funkenstrecke eine GEISSLERsche Röhre und wählt die Einstellung so, daß die Entladung eben in der Röhre leichter übergeht, so genügt Annäherung des Radiums, um die Röhre zu verdunkeln und ein lebhaftes Funkenspiel im Mikrometer einzuleiten. Mit dem BRAUNschen Elektrometer fand sich, daß dabei die Spannung von 2700 Volt auf 1300 Volt herunterging.

Mehr Interesse verdient der zweite Fall, bei dem die Funkenstrecke allein mit großem Abstand der Elektroden zur Anwendung kommt. Man erhält dann Funken oder eigentlich positive Büschel, die bei Annäherung des Radiums sofort unter Erhöhung der Spannung in Glimmen übergehen. Diesem Versuch kann man durch Vergrößerung der Unsymmetrie eine sehr große Empfindlichkeit verleihen. Benutzt man eine sehr große Scheibe als Kathode, so wirkt das Radium auf eine fast nach Metern zu messende Entfernung und man kann die Bestimmung der noch eben wirksamen Entfernung, wie an anderer Stelle gezeigt wird, sogar zu Messungen, z. B. der Absorption der Metalle für Radiumstrahlung, verwenden.

Es erhebt sich die Frage, welche Sorte Strahlen hier wirksam ist. Zur Entscheidung bringe ich das Radiumpräparat in ein Magnetfeld, das gegenwärtig nur 625 Einheiten hat, und es ergibt sich, daß bei Erregung des Feldes das vorher erloschene Funkenspiel sofort wieder einsetzt. Hier liegt eine reine Wirkung der β-Strahlen vor, denn die α-Strahlen sind durch ein Glimmerblatt vollständig absorbiert und die γ-Strahlen sind nicht magnetisch ablenkbar. Ich glaube, daß wir hier eine sehr einfache Methode haben, die magnetische Ablenkbarkeit der β-Strahlen zu zeigen [1]).

Der Versuch gestattet einige Folgerungen von allgemeinerem Interesse, doch möchte ich zunächst zeigen, daß auch die α-Strahlen auslöschende Wirkung auf die Funken haben, nur aus sehr viel kleinerem Abstande. Ich benutze dazu den von Hrn. GIESEL mir freundlichst überlassenen Lanthan-Emanationskörper.

Nach den Untersuchungen von Hrn. STRUTT [2]) ist die Ioni-

---

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Die Herren RUBENS und ASCHKINASS haben einen ähnlichen Versuch mit zwei Funkenstrecken der Influenzmaschine beschrieben (diese Verhandlungen 2, 13, 1900), aus dem sie folgern, daß es sich um Ablenkung von Strahlen, nicht um Feldwirkung auf Ionen handelt.

[2]) R. J. STRUTT, Proc. Roy. Soc. 72, 208, 1903.

sierung der Luft unter dem Einflusse der α-, β- und γ-Strahlen ziemlich genau dieselbe. Wir haben es also mit einer von der Ionisierung im wesentlichen unabhängigen Erscheinung zu tun, die den β-Strahlen-Elektronen zugeschrieben werden muß. Für die γ-Strahlen ergibt sich, daß sie entweder wie Röntgenstrahlen im vorliegenden Falle unwirksam sind, oder, wenn man sich der aus Hrn. PASCHENS[1]) Versuchen folgenden Anschauung anschließt, daß die beobachtete Wirkung an einen ganz bestimmten Geschwindigkeitsbereich negativ geladener Elektronen gebunden ist.

---

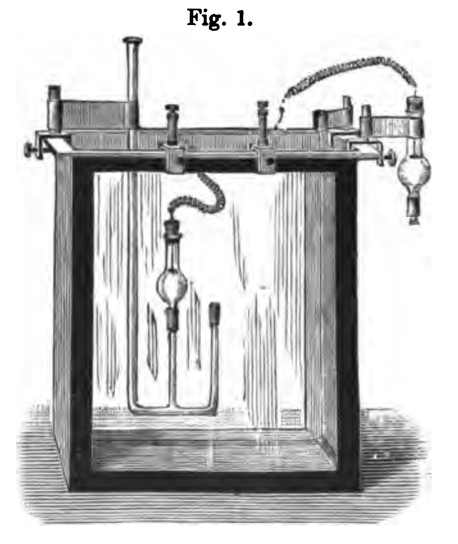
[1]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 14, 164, 1904.

Apparat zur Messung und Demonstration von Ionenbeweglichkeiten;
von R. Abegg.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 2.)

Der ausgestellte Apparat ist ausführlich in der ZS. f. Elektrochem. 7, 1011, 1901 beschrieben worden. Die Theorie und Praxis seiner Anwendung ist dortselbst, sowie in den am Schlusse angeführten Veröffentlichungen gegeben. Deshalb sei hier nur in aller Kürze folgendes mitgeteilt:

Fig. 1.



Der Apparat[1]) (s. Fig. 1) besteht aus einem Kasten von rechteckigem Querschnitt; die beiden größeren senkrechten Wände sind aus Spiegelglasscheiben.

Dieser Kasten dient als Wasserbad, welches das Elektrolysierrohr umgibt und die in ihm entstehende JouLEsche Wärme ableitet. Auf dem Rande des Kastens sind, durch Schrauben fixierbar, angebracht:

1. eine federnde Klemme zum Halten des Elektrolysierrohres;
2. zwei federnde Halter für die beiden Elektrodenkammern;

---

[1]) Erhältlich von Erwin Kerker, mechan. Werkstatt, Breslau, Schuhbrücke, für M. 36 einschl. Beleuchtungseinrichtung.

3. zwei Klemmschrauben (eine isoliert) für die Stromzuleitungen.

Der eigentliche Apparat besteht aus dem gläsernen Elektrolysierrohr in Gestalt dreier kommunizierender Röhren. Das eine lange Rohr, das an seinem oberen Ende trichterförmig erweitert ist, dient zur Einfüllung des Elektrolyten, dessen Ionenbeweglichkeiten bestimmt werden sollen, und zugleich zur Befestigung in der vorgenannten Klemme 1.

Die beiden kürzeren Schenkel endigen in Gummiverbindungen, in welche die beiden Elektrodenkammern dicht eingesetzt werden können. Die letzteren bestehen je aus kurzen Stücken eines weiteren Rohres; an dies schließt sich eine Kugel an, die ihrerseits in einen kurzen, engeren Rohrstutzen ausläuft. Dieser dient zur Einführung in die Gummienden der beiden Rohrschenkel und ist von etwas größerer lichter Weite als die Schenkel selbst. An dem oberhalb der Kugel befindlichen Rohrteil ist ferner ein enges Bajonettrohr angebracht (in der Figur nicht enthalten), in dem die Kataphorese des Elektrolyten durch die Gelatine gemessen wird.

Die Elektroden bestehen aus flachen Spiralen von aufgewickeltem starkem Kupferdraht und werden mit Gummistopfen dicht in die Elektrodenkammern eingesetzt.

Die Elektrodenkammern werden zur Ausführung der Versuche mit den geeigneten Elektrolytgelees bis zum größten Kreis der Kugel angefüllt. Darüber kommt als flüssiger Elektrolyt eine Kupfersalzlösung, welche die Elektrodenkammern und einen Teil der Bajonettrohre unter Vermeidung von Luftblasen ausfüllt. Diese Elektrolyte verhindern das Auftreten von Gasentwickelung bei der Elektrolyse. Bei Einschaltung des Stromes wandern die scharfen Grenzflächen zwischen den betreffenden Ionen des im Elektrolysierrohr enthaltenen Mittelelektrolyten und den in dem Gelee der Elektrodenkammern enthaltenen Indikatorelektrolyten in die beiden Schenkel des Elektrolysierrohres hinein und können dort durch die Unterschiede im Brechungsvermögen beobachtet und mit einem Kathetometer messend verfolgt werden, wenn man für passende Beleuchtung mit streifender Inzidenz Sorge trägt.

Für diese Beleuchtung ist ein einfacher schwarzweißer Schirm beigegeben, dessen helldunkle Grenze von dem Beobachtungsorte aus durch Schnur und Rollenübertragung verschoben werden kann.

Untersuchungen mit diesem Apparat und näheres über seine Theorie und Praxis findet man an folgenden Stellen:

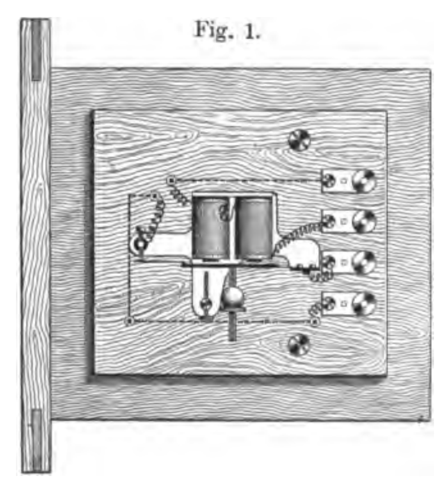
1. Abegg, ZS. f. Elektrochem. 7, 618, 1011, 1901.
2. Steele, Trans. Chem. Soc. 79, 414, 1901.
3. Steele, Trans. Roy. Soc. 198, 105, 1902.
4. Steele, ZS. phys. Chem. 40, 689, 1902.
5. Abegg u. Gaus, ZS. f. phys. Chem. 40, 737, 1902.
6. Denison, ZS. f. phys. Chem. 44, 575, 1903.

Einige Demonstrationsapparate;
von W. Biegon von Czudnochowski.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 2.)

A. Einfache Apparate für Versuche mit elektrischen Wellen.

1. Plattenerreger nach HERTZ-LECHER in einfachster Form. Der Erreger besteht aus zwei Paaren quadratischer Metallplatten, die, in der Mitte mit einer Anschlußklemme versehen, mittels eines rechtwinklig zu ihrer Fläche stehenden Ansatzes längs einer Kante auf dem Grundbrett befestigt sind und durch eine mittels Holzzapfen mit dem Grundbrett verbundene niedrige Leiste in geeignetem Abstand voneinander in fester Lage erhalten werden. Der ausgestellte Apparat mit 10 × 10 cm Plattengröße eignet sich besonders für kleinere Induktorien (von 2—4 cm Schlagweite)[1].


Fig. 1.

2. Während des Gebrauches fein einstellbarer Zylindererreger nach HERTZ. Die sämtlichen Abmessungen der Konduktoren sind genau = $^1/_2$ der HERTZschen Originalmaße[2]). Die beiden Konduktoren sind durch Einkitten in dickwandige Glasrohrstücke möglichst gut isoliert, und der eine auf einem Schlitten angeordnet, der durch eine Druckschraube, welcher eine Blattfeder entgegenwirkt, beliebig verschoben werden kann, ohne daß man gezwungen ist, den Versuch zu unterbrechen.

---

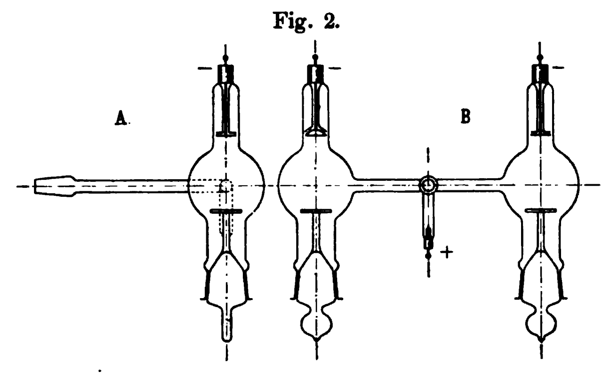
[1]) B. v. CZUDNOCHOWSKI, ZS. f. phys. u. chem. Unterr. **16**, 345, 1903.
[2]) HERTZ, Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 185, Leipzig 1892.

3. Einfaches Relais von hoher, aber beliebig veränderlicher Empfindlichkeit (Fig. 1). Die Einrichtung entspricht im allgemeinen der einer elektrischen Klingel, nur sind, abgesehen von der Schaltung, folgende Abweichungen vorhanden: Der Anker hängt an einer sehr feinen und möglichst elastischen Neusilberfeder (Blattfeder) möglichst nahe den Polen, denen gegenüber er mit feinstem Seidenpapier bezogen ist; der Anker ist ferner mit einem messingenen Gewindestift versehen, auf dem sich eine Messingkugel durch Schrauben verschieben läßt. Die Empfindlichkeit hängt nun ab von der Differenz zwischen Ankergewicht + Federkraft, die den Anker von dem Magnet zu entfernen und der Stellung der Messingkugel, die ihn zu nähern sucht, und ist ziemlich hoch zu treiben. Störende Wirkungen magnetischer Remanenz sind bei dem Apparate nie aufgetreten; allerdings ist er gegen Erschütterungen empfindlich, dies kann aber durch Anbringung einer geeigneten Dämpfung ziemlich vermindert werden [1]).

B. Vakuumapparate.

4. Doppelapparat für Phosphoreszenzversuche (Fig. 2). Der Apparat besteht aus zwei völlig gleichen Glaskugeln

Fig. 2.



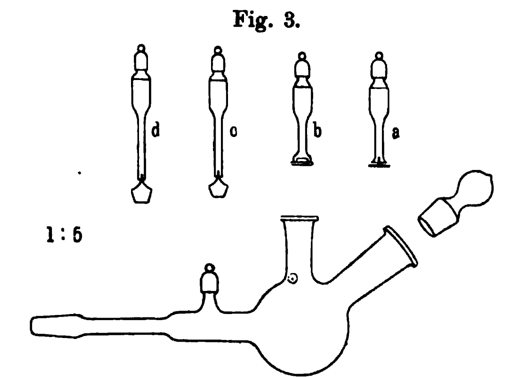
mit je einem oberen Ansatze für eine Elektrode und einem unteren weiten Tubus mit eingeschliffenem und mit einem kleinen Tischchen versehenen Stopfen; beide Kugeln sind durch ein enges Rohr

[1]) B. v. Czudnochowski, Ein einf. Relais zu Vers. mit elektr. Wellen. Phys. ZS. 2, 3—4, 1900. — Zur Technik d. Vers. mit elektr. Wellen. ZS. f. phys. u. chem. Unterr. 13, 271—272, 1900.

verbunden, in deren Mitte, rechtwinklig zueinander und zur Rohrachse ein kurzer Ansatz mit der Drahtanode, sowie ein mit Schliffstück versehenes Rohr zum Anschluß an die Pumpe angeschmolzen sind. Die in den oberen Ansätzen der beiden Kugeln enthaltenen Kathoden sind gleich groß und in gleichem Abstande von den Tischchenplatten angebracht, jedoch die eine eben, die andere gewölbt (Hohlspiegel)[1]).

Die ursprünglichen Tischchenplatten, die einfach eben und matt geschliffen waren, sind neuerdings durch näpfchenförmig vertiefte ersetzt, da auf den ebenen Glasscheiben der zur Befestigung der zu untersuchenden Kristallplatten allein brauchbare Gips nicht gut haftet, und ferner, um auch pulverförmige Substanzen untersuchen zu können.

Fig. 3.



5. und 6. Vakuum-Universalapparate. Die Apparate sind besonders zur Verwendung im Unterricht bestimmt, daneben aber auch zum Gebrauche im Laboratorium geeignet und bestehen aus einem mit Anode und Pumpenanschlußstück versehenen Hauptteil, der zwei Schliffe besitzt, in die beliebige Kathoden, Antikathoden für Röntgenstrahlen, sowie Träger zur Aufnahme auf Phosphoreszenz zu untersuchender Substanzen eingesetzt werden können. Die Apparate unterscheiden sich durch Form und den verschiedenen Umfang ihrer Verwendbarkeit (Fig. 3)[2]).

---

[1]) B. v. Czudnochowski, Durch Kathodenstrahlen erzeugte Farbenringe an Kristallplatten, II. Phys. ZS. 3, 82—85, 1901, Fig. 1. — Eine Beobachtung einer empfindlichen Entladungsform in Gasen. Phys. ZS. 3, 129, 1901.

[2]) ZS. f. phys. u. chem. Unterr. 15, 124—126, 1902. Phys. ZS. 3, 366—368, 1902. — Fig. 3 stellt die einfachste Ausführung dar, (*A*), bei der auf Phosphoreszenz oder Fluoreszenz zu untersuchende Körper frei auf dem Boden liegen; bei einer zweiten (*B*) kommt ein Tischchen, wie bei dem vorbeschriebenen Doppelapparat, Fig. 2, zur Anwendung, ebenso bei einer dritten (*C*), wo das Tischchen noch durch andere Teile ersetzt werden kann.

7. Neue selbsttätig sich einstellende Vakuumskala. Der Apparat ist besonders zur raschen und bequemen (auch spektroskopischen) Untersuchung von Gasen bei meßbar verschiedenen Drucken bestimmt, namentlich für solche Fälle, wo es sich wegen geringer zur Verfügung stehender Gasmengen um möglichst schnelle Erreichung bestimmter Ergebnisse handelt. Nähere Beschreibung bleibt für später vorbehalten.

(Sämtliche beschriebenen Vakuumapparate sind von der Firma Max Stuhl, Berlin, Friedrichstr. 130 zu beziehen, der allein die Ausführung übertragen ist.)

Photographische Registriermethode für den zeitlichen Verlauf von Galvanometerausschlägen;

von H. Diesselhorst.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgeführt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 3.)

Bei vielen Messungen der Wärmeleitfähigkeit von Metallen oder ähnlichen, z. B. der ihrer spezifischen Wärme, nach der von Herrn Jaeger und mir benutzten elektrischen Methode [1]) handelt es sich darum, einen von Null anwachsenden Galvanometerausschlag für die Dauer von etwa $^1/_2$ bis 1 Minute als Funktion der Zeit zu bestimmen. Gewöhnlich besorgt dies der Beobachter am Ablesefernrohr, indem er die Durchgänge des Fadenkreuzes durch die Teilstriche der Skala an einem Chronographen markiert. Aus diesem subjektiven Verfahren entspringen Fehler, welche die photographische Registriermethode vermeidet.

Man kann die Registrierung, wie dies ähnlich mehrfach geschehen ist, so gestalten, daß man das vom Galvanometerspiegel entworfene Bild eines festen Lichtpunktes photographiert, während die Platte senkrecht zur Bewegung des Bildes fällt oder gezogen wird. Die Geschwindigkeit der Platte muß dann besonders gemessen werden.

Für den vorliegenden Zweck kommt man mit etwas einfacheren Mitteln, insbesondere einer feststehenden Platte, aus. Nimmt man nämlich als Lichtquelle den Faden einer elektrischen Glühlampe und läßt diesen intermittierend in bekannten Zeitintervallen, z. B. jede Sekunde, durch kurzen Kontaktschluß aufleuchten, so erhält man bei der Drehung des Galvanometerspiegels auf der feststehenden photographischen Platte eine Reihenfolge von Strichen, die den Galvanometerausschlag in den bekannten Zeitintervallen darstellen und deren Abstände unter dem Mikroskop

---

[1]) Wissenschaftl. Abhandl. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 269, 1900.

bei 25 maliger Vergrößerung auf der Teilmaschine ausgemessen werden können. Den Kontaktschluß für den Lampenstrom bewirkt ein Relais, welches von einem mit elektrischer Kontaktvorrichtung versehenen Pendel bei jeder Schwingung einmal in Tätigkeit gesetzt wird.

Ein sehr schnelles und intensives, fast blitzartiges Aufleuchten der Lampe erhält man, wenn man zu einer Spannung von 110 Volt eine Lampe für 65 Volt nimmt. Vorzüglich brauchbar erwies sich eine von Siemens und Halske bezogene Lampe mit äußerst dünnem, etwa 6 cm langem Faden zu 100 Volt und $2^1/_2$ Kerzen bei Belastung mit 110 Volt. Günstig ist, daß die bei der höchsten Temperatur ausgesandten Strahlen nicht nur am intensivsten, sondern auch photographisch am wirksamsten sind. So erreicht man leicht, daß bei schneller Galvanometerbewegung, bei welcher ein direktes Beobachten unmöglich wäre, noch scharfe Bilder entstehen. Aus der Verbreiterung der Striche bei einem Versuch mit sehr schneller Bewegung ließ sich die Zeitdauer der photographischen Wirksamkeit auf weniger als $^1/_{50}$ Sekunde angeben.

Bei der Reihenfolge der Striche auf der Photographie weiß man zunächst nur, daß die Zeitintervalle zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strichen eine gegebene Größe haben. Will man die absolute Zeit vom Beginn des Versuches an kennen, so muß man etwa den fünften und zehnten Strich durch teilweises Abblenden kenntlich machen. Eine Scheibe mit Ausschnitten, die nach jedem Aufleuchten der Lampe vermittelst des Lampenrelais elektromagnetisch um einen Zahn weiter gedreht wird, besorgt dies automatisch.

Bei der kurzen Dauer des ganzen Versuches läßt sich falsches Licht leicht so weit abblenden, daß man die Aufnahmen am Tage ohne Verdunkelung vornehmen kann. Die Anordnung nimmt so wenig Raum in Anspruch, daß die gewöhnliche Fernrohrablesung bzw. objektive Ablesung nicht beeinträchtigt wird.

Eine neue Form des Ionen-Aspirations-Apparates;
von H. Ebert.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 4.)

Der von der Firma GÜNTHER-TEGETMEYER (Braunschweig) gebaute Apparat dient dazu, die in Form von Ionenladungen in der Atmosphäre enthaltenen Elektrizitätsmengen in absolutem Maße zu bestimmen.

Mit Rücksicht auf die bekannte Ladung der Gasionen ($\varepsilon = 3{,}4 . 10^{-10}$ el. stat. Einh.) kann man aus diesen dann auch die Zahl von Ionen in der Volumeneinheit, d. h. die Ionendichte für jedes der beiden Vorzeichen: $\overset{+}{n}$ und $\overset{-}{n}$ berechnen.

Unter Benutzung eines von H. MACHE[1]) in Vorschlag gebrachten Prinzipes gestattet der Apparat ferner die Beweglichkeit der Ionen, d. h. ihre spezifische Wanderungsgeschwindigkeit $\overset{+}{v}$ bzw. $\overset{-}{v}$ in cm/sek pro Volt/cm Gefälle zu ermitteln. Hieraus erhält man die spezifische elektrische Leitfähigkeit

$$\lambda = \varepsilon(\overset{+}{n}\overset{+}{v} + \overset{-}{n}\overset{-}{v})$$

in absolutem Maße. Hat man gleichzeitig das atmosphärische Potentialgefälle gemessen, so kann man demnach auch die Dichte des Ionenstromes ermitteln, eine für luftelektrische Messungen überaus wichtige Größe. —

Durch eine kleine, durch Federspannung angetriebene Luftturbine, welche seitlich an einem etwa 3 cm weiten, vertikal gestellten Rohre angebracht ist, wird durch dieses ein konstanter Luftstrom hindurch aspiriert mit einer genau bestimmten sekundlichen Fördermenge.

Im Inneren dieses dauernd geerdeten Rohres steht ein Stab von etwa 14 cm Länge, der direkt auf den Blättchenhalter eines EXNER-ELSTER-GEITELschen Elektroskopes mit innerer Bernsteinisolierung, Natriumtrocknung und Spiegelablesung aufgesetzt ist.

---

[1]) H. MACHE, Phys. ZS. 4, 717, 1903.

Eine fast bis an den Stab heranreichende, ihn aber nicht berührende Verschlußplatte hindert das Eindringen von Staub und Luftströmungen in das gut abgedichtete Elektroskopgehäuse. Wird der Stab auf etwa 200 Volt geladen, so entsteht zwischen ihm und der Rohrwandung ein so starkes elektrisches Feld, daß für alle in der freien Atmosphäre vorkommenden Ionendichten Sättigungsstrom vorhanden ist, und alle in der aspirierten Luft mitgeführten Ionen ihre Ladungen abgeben, trotzdem die Länge des durch Rohr und Stab gebildeten Zylinderkondensators nur eine geringe ist. Durch diese Reduktion der Zylinderlänge, sowie durch eine besondere Einrichtung des Elektroskopes wird erreicht, daß das ganze geladene System eine relativ sehr geringe Kapazität besitzt (Zylinderkondensator mit Elektroskop nur etwa 8 cm), so daß schon eine kleine abgegebene Elektrizitätsmenge einen gut meßbaren Spannungsrückgang ergibt. (Hierdurch unterscheidet sich der neue Apparat vorteilhaft von der früher von dem Verf. angegebenen Form desselben [1]); durch seine kleinere Kapazität wird namentlich die Beobachtungsdauer wesentlich verkürzt; da die Isolation auch bei längerem Betriebe vorzüglich bleibt, so sind trotz der kleinen Kapazität Störungen nicht zu fürchten.) Aus dem am Elektroskope beobachteten Spannungsrückgange ergibt sich mit Rücksicht auf die bekannte (mittels des HARMSschen Kondensators [2]) bestimmte) Kapazität die von den Ionen neutralisierte Elektrizitätsmenge, welche sich bei bekannter Fördermenge direkt auf die Raumeinheit umrechnen läßt.

Jeder Apparat wird von der Firma mit großer Gewissenhaftigkeit geeicht; zur genauen Bestimmung der Fördermengen hat sich dieselbe eine besondere größere Einrichtung geschaffen. Der Gang des Uhrwerkes wird dadurch leicht kontrollierbar, daß nach jeder Umdrehung des Federhauses (2500 Touren des Turbinenschaufelrades entsprechend) ein Glockenzeichen ertönt. Wenn alles in Ordnung ist, liegt ein bestimmtes, für den betreffenden Apparat angegebenes Zeitintervall zwischen zwei aufeinander folgenden Zeiten; für dieses hat dann die Fördermenge den angegebenen Sollwert.

---

[1]) Vgl. H. EBERT, Arch. sc. phys. et nat. Genève (4) 12, 97, 1901; Phys. ZS. 2, 662, 1901 und Illustr. Aëronaut. Mitteil. 6, 178, 1902.

[2]) F. HARMS, Phys. ZS. 5, 47, 1904.

Dem Instrumente ist nun ein kleiner Hilfszylinderkondensator mit isoliertem inneren Stabe beigegeben, der auf das oben genannte Rohr aufgesteckt werden kann. Wird an den Stab eine Spannung von etwa 15 Volt angelegt, so entsteht zwischen ihm und der Rohrwand ein Feld. Dieses ist zu schwach, um alle Ionen zu entfernen, und doch stark genug, um einen genau bestimmten Teil derselben aus dem Luftstrome herauszuziehen; dieser Teil wird augenscheinlich um so größer ausfallen, je größer die Wanderungsgeschwindigkeit ist. Man beobachtet also jetzt am Elektroskope einen geringeren Spannungsrückgang. Nach einer einfachen, von MACHE angegebenen Formel kann man aus den beiden beobachteten Rückgängen, den Dimensionen des Apparates und der verwendeten Hilfsspannung die Wanderungsgeschwindigkeiten und damit λ, wie oben angegeben, berechnen, wenn man je eine solche Doppelmessung für je ein Vorzeichen anstellt.

Dadurch, daß bei dem neuen Apparate die Zylinderkondensatoren vertikal gestellt sind (im Gegensatze zu der früher verwendeten horizontalen Lagerung), wird man von der Windrichtung unabhängiger, was bei den Beobachtungen im Freien von großer Wichtigkeit ist. Da Vergleiche zeigten, daß sich die erhaltenen Werte nicht merklich ändern, wenn über die obere Rohrmündung ein übergreifendes Metalldach gesetzt wird, so erhält die neue Form ein solches leicht abnehmbares kleines Dach. Dadurch werden nicht nur die Bestimmungen von dem Einflusse des Erdfeldes noch unabhängiger als bisher, sondern man kann mit dem Apparate auch bei sinkendem Nebel, im Regen oder während eines Gewitters beobachten, was von besonderem Interesse ist[1]).

Alle Teile, auch das Dach und ein kleiner das Elektroskop schützender Sonnenschirm, lassen sich in der den Apparat bergenden Holzkiste unterbringen, die nur $26 \times 27 \times 15\ \text{cm}^3$ groß und mit allem Zubehör (auch der Ladesäule) nur 5,57 kg schwer, also leicht transportabel ist. —

---

[1]) Auch wird durch das Dach dem im Hochsommer oft recht lästigen Hineinkriechen von Insekten in den Apparat nicht unwesentlich vorgebeugt. Man kann übrigens in die obere Rohrmündung auch einen kurzen, innen mit Fliegenleim bestrichenen Papierzylinder einschieben, ohne (nach den bisherigen Erfahrungen wenigstens) die Resultate dadurch merkbar zu beeinflussen.

Erwähnt sei noch, daß der Verf. auch einen Doppelaspirationsapparat nach diesem Prinzipe gebaut hat, der zwei Zylinderkondensatoren mit zwei Elektroskopen enthält. Man kann dann gleichzeitig mit dem einen Teile des Apparates etwa $\overset{+}{n}$, mit dem anderen $\overset{-}{n}$ bestimmen und daraus die Größen $q = \overset{+}{n}/\overset{-}{n}$ oder $\overset{+}{n} - \overset{-}{n}$, auf die es beim Studium luftelektrischer Prozesse hauptsächlich ankommt, berechnen. Oder man kann $\overset{+}{n}$ und $\overset{+}{v}$ bzw. $\overset{-}{n}$ und $\overset{-}{v}$ für dieselbe Zeit bestimmen. Solche gleichzeitige Messungen der zusammengehörigen Werte sind besonders dann geboten, wenn sich der luftelektrische Zustand der Umgebung relativ rasch ändert, z. B. bei Messungen im Freiballon, im Hochgebirge, oder vor und während eines Gewitters.

München, Physikal. Institut der technischen Hochschule.

Schulprojektionsapparat Type NOR$_2$;

konstruiert und in der Sitzung vom 7. Januar 1905 ausgestellt von der

Firma Ferdinand Ernecke.

(Vgl. oben S. 4.)

Die dringende Notwendigkeit der Anschaffung eines zuverlässigen und brauchbaren Projektionsapparates für den physikalischen, ja überhaupt für den gesamten naturwissenschaftlichen Schulunterricht ist heute bereits allgemein anerkannt.

Dementsprechend werden seit Jahren von einer großen Anzahl Firmen eine ganze Reihe der verschiedensten Typen solcher Projektionsapparate auf den Markt gebracht. Leider decken sich jedoch in vielen Fällen die Wünsche der Konsumenten nicht mit den Leistungen der Fabrikanten, da die Apparate einerseits den Etat oft zu erheblich belasten, andererseits aber in dem Bestreben, sich auch dem kleinsten Etat anzupassen, zum Spielzeug herabsinken.

Nachdem ich durch eine jahrelange Erfahrung beim Bau der verschiedensten Projektionsapparate das dem naturwissenschaftlichen Unterricht Notwendige erkannt hatte, war es mein Bestreben, einen Apparat zu schaffen, der mit gleicher Handlichkeit die Photogrammprojektion, wie die objektive Darstellung physikalischer Vorgänge gestattet, der aber auch last not least beim Unterricht in der Zoologie, Botanik, Geographie, Astronomie, Mathematik und im Zeichenunterricht Verwendung finden soll.

Das Resultat dieser Bestrebungen war die Konstruktion meines Schulprojektionsapparates Type NOR$_2$. Besonders maßgebend bei der konstruktiven Durchbildung der Einzel- bzw. Ersatzteile dieses Apparates war der Wunsch, die Einzelanschaffung sämtlicher Teile zu ermöglichen, die zu diesem Zwecke nach vorhandenen Normalien gefertigt werden.

Der Projektionsapparat Type NOR$_2$ besteht, wie aus der Fig. 1 ersichtlich, in der Hauptsache aus zwei Teilen, der eigent-

lichen, innen mit Asbest verkleideten Kamera, die den zweiteiligen, für die Projektion horizontal liegender Gegenstände leicht zerlegbaren Kondensor trägt, und dem optischen Bankansatz, der mit zwei Zapfen in entsprechenden Bohrungen des Kameraunterbaues



Fig. 1.



sichere Führung findet und ebenfalls schnell adaptiert werden kann. Hier wie überall da, wo die Stabilität des Apparates nicht gefährdet war, wurden zeitraubende Verschraubungen vermieden. Der Apparat für die Horizontalprojektion wird im Gegensatz zu

den meisten anderen Konstruktionen mittels Bajonettverschluß an die Kamera gehängt (Fig. 2), wobei die vordere Kondensorlinse in einer Bohrung der horizontalen Kathetenfläche des Ansatzes Platz findet. Wird der unter 45° geneigte Spiegel dieses Ansatzes durch eine beigegebene schwarze Metallscheibe verdeckt, so kann mit dieser Vorrichtung eine sehr schöne Projektion, z. B. der

Fig. 2.



NEWTONschen Ringe, ausgeführt werden. Für gut reflektierende Körper, z. B. das Innere einer Taschenuhr, bietet dieser Ansatz einen wohlfeilen Ersatz für ein teueres Megaskop. Die auf dem optischen Bankansatz mit zwei Rundführungen verschiebbaren Schlitten halten sich auf diesem durch ihre eigene Schwere, sie lassen sich äußerst bequem auswechseln, da bei dieser Kon-

struktion die lästige und überflüssige Klemmvorrichtung vermieden werden konnte, ohne die sichere Führung der Schlitten zu beeinträchtigen.

Der Apparat gestattet außer der Projektion von Diapositiven bis zu der normalen Größe $8^1/_2 \times 10$ cm die schnelle und tadellose Ausführung von sämtlichen Spektralversuchen, Versuchen über Reflexion und Refraktion, Projektion mikroskopischer Objekte, Darstellung von Polarisationserscheinungen bei Anwendung von parallelem und konvergentem Licht, der Erscheinungen der Doppelbrechung, der Projektion horizontal liegender Gegenstände (z. B. Demonstration elektrischer und magnetischer Kraftlinienfelder usw.), der Interferenz- und Beugungserscheinungen usw.

Es würde der hier zur Verfügung stehende Raum bedeutend überschritten werden müssen, sollte ein vollständiges Bild der Verwendungsmöglichkeiten dieses Projektionsapparates gegeben werden. Nur ein interessanter Versuch soll nicht unerwähnt bleiben, der trotz der dabei zur Verwendung kommenden rohen Meßwerkzeuge durch die Genauigkeit des Resultats auffällt. Ich meine die Messung der Wellenlänge des Lichtes mit Hilfe des Zollstockes.

Zur Verwendung kommt dabei ein Gitter mit der Konstanten $C = 0{,}01$ mm. Die mit dem Zollstock zu messenden beiden Größen sind: d Entfernung der Na-Linie im Spektrum 1. Ordnung vom Spaltbild und e Entfernung des Gitters vom Schirm. Aus diesen drei leicht zu ermittelnden Faktoren wurde berechnet $\lambda_{Na} = 0{,}000\,590\,\mu\mu$.

Neuer lichtelektrischer Versuch;
von F. R. Gorton.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 4.)

Eine Metallspitze kann durch verschiedene Behandlung lichtempfindlich gemacht werden, so, daß nach Erniedrigung des Potentials auf den Wert, bei welchem der elektrische Strom aufhört (Minimumpotential), die Strahlung einer Bogenlampe ihn wieder hervorruft. Die Bestrahlung setzt also das Minimumpotential herab, bei dem gezeigten Versuch mit einer an freier Luft geglühten Platinspitze in Sauerstoff um ungefähr 1000 Volt. Die Behandlung, durch welche eine Spitze lichtempfindlich wird, bewirkt stets eine Erhöhung des Minimumpotentials, die Bestrahlung bringt dasselbe auf den alten Wert zurück.

Nähere Angaben werden demnächst in diesen Verhandlungen erscheinen.

Eine „Radwage" als schiefe Ebene;
von P. Johannesson.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 5.)

Das Gesetz der schiefen Ebene läßt sich an der üblichen Vorrichtung nur umständlich und ungenau, an der „Radwage" (s. Fig. 1) leicht und genau bestätigen. Dieselbe besteht aus einem Aluminiumrade von 200 mm Durchmesser, das in einem wagerechten Spitzenlager läuft und in dessen Rand eine Hohlkehle eingeschnitten ist; an den Enden eines Raddurchmessers sind in die Hohlkehle zwei Frauenhaare eingehängt, die mit Gewichtsträgern belastet sind und deren Abstände von der durch die Radachse laufenden Lotlinie auf einer wagerechten, spiegelnden Millimeterteilung abgelesen werden können. Hat man den Apparat mit Hilfe der Stellschrauben der Fußplatte so gerichtet, daß bei gleichen Belastungen beide Haare auf dem 100. Millimeterstrich stehen, so stellt sich bei verschiedenen Belastungen die Wage automatisch und sehr genau gemäß dem Hebelgesetz ein; daß dieses aber mit dem Gesetz der schiefen Ebene identisch ist, hat Galilei [1]) nachgewiesen. Ausgeführt ist die ausgestellte „Radwage" von Herrn Hoflieferant F. Ernecke in Berlin, Königgrätzerstraße 112.

Fig. 1.

---

[1]) Vgl. Les Mécaniques de Galilée, traduites de l'Italien par Mersenne. Paris 1634. Chap. IX. — Ferner P. Johannesson, Physikalische Mechanik, Berlin 1900, S. 19 f.

Räumliche Darstellung des zeitlichen Vorganges von Schwefelkohlenstoff-Explosionen im Eudiometerrohre mittels des durch rotierenden Planspiegel mit Steinheil-Aplanat erhaltenen Bildes;

von Arthur v. Oettingen und Fritz Blumbach.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 6.)

Die Rotationszahl des Spiegels wechselte zwischen 100 bis 300 Umdrehungen in der Sekunde. — Das Eudiometerrohr war 30 cm lang, hatte 10 mm dicke Glaswände bei einem Innendurchmesser von 9 mm. An einem Ende waren Platindrähte eingeschmolzen. Beide Enden waren durch Glashähne verschlossen. Mit Schwefelkohlenstoff bei Zimmertemperatur gesättigte Luft oder Sauerstoff wurde in das Rohr durch Vertreibung eines Teiles des eingefüllten Quecksilbers eingeführt und ebenso verschiedene Mengen von Sauerstoff oder Luft hinzugefügt, bis alles Quecksilber verdrängt war.

Die Lichterscheinung der Explosion dauert nur einige Tausendstel einer Sekunde; sie ist lautlos, außer, wenn das Eudiometer mit Schußschallstärke zertrümmert ward. Doch finden stets im Rohre lebhafte Schallschwingungen statt.

Die Explosion muß eintreten, wenn der Spiegel eine solche Stellung bei seiner Umdrehung hat, daß ein Bild auf der photographischen Platte erscheinen kann.

Alle Bilder zeigen nach unten gekehrte Zacken. Sie entstehen dadurch, daß, nachdem der Zündungsfunke eine Schallwelle erzeugt hat, diese, unten an der Röhre angelangt, reflektiert wird, worauf sie dem explodierenden Gase begegnet und es zurückdrängt. Oben sichtbar angelangt, wird sie jetzt sichtbar gespiegelt, erreicht die Explosionsstelle und wird, wegen der vorhandenen großen Dichtigkeitsunterschiede des heißen und kalten Gases, sofort nach oben ins heiße Gas sichtbar zurückreflektiert. Während sie, von unten heraufkommend, das explodierende Gas zurückdrängte, befördert sie beim Absteigen die Explosions-

geschwindigkeit, geht aber selbst schneller als die Explosion vorwärts in den dunkeln Teil, um unten abermals reflektiert zu werden und wieder der Explosionsstelle zu begegnen und das explodierende Gas zurückzudrängen. Die Stoßwelle erhitzt das Gas und läßt das bereits verlöschende Gas immer wieder hell aufleuchten. Es erfolgen weiter in verwickelter Weise die Wirkungen der oben im heißen Gase und der unten im kalten Gebiete fortgepflanzten Stoßwellen, die indes nicht stark genug sind, um außen gehört werden zu können. — Nur bei der Zertrümmerung des Eudiometers findet eine so gewaltig kräftige und schnell fortschreitende Explosion statt, daß keine Schallwelle zu stande kommt. Die Explosionsentzündung hat sich so schnell fortgepflanzt, daß ihre Geschwindigkeit die des Schalles im kalten Gase übertrifft, daher die Einfachheit des Zertrümmerungsbildes.

Die Bilder sind scharf, denn das Eudiometer war innen und außen mit schwarzem Papier umklebt und nur dem rotierenden Spiegel gegenüber war eine 1 mm breite Spalte ausgeschnitten, durch die das wirksame Licht drang.

Auf jedem Bilde ist folgendes vermerkt:

1. Der Zeitwert (in Dezimalen einer Sekunde) für 1 mm in der Breitenrichtung des Bildes, meist ein bis zwei Zehntausendstel einer Sekunde, genau bestimmbar aus den gemessenen Umdrehungen des Spiegels an einem Zählwerk.

2. Die aus dem Bilde entnommenen, also beobachteten Grenzwerte v der Geschwindigkeiten der Explosion, die zuweilen gleichmäßig schnell, oft aber erst schneller, dann langsamer erfolgt. Bei der Zertrümmerung sieht man deutlich die Geschwindigkeit anwachsen, worauf eine reflektierte Stoßwelle mit 3000 Hektocel Geschwindigkeit im heißen Gase hinaufgeht. (Ein Hektocel ist die Geschwindigkeit von 100 cm oder von 1 m in der Sekunde.) Oben angelangt, zertrümmert sie das Rohr. Das Gas strömt nun aus und die Reinheit des Bildes ist verschwunden. Dennoch sieht man noch eine Schallwelle im heißen Gase hinabgehen.

Die Explosionsgeschwindigkeit ist abhängig von der Art der Zündung. Starke elektrische Funken bewirken eine schnellere Explosion als verzögerte oszillatorische Entladungen. Noch langsamer geht die Zündung vor sich bei Zündung durch einen erglühenden Draht.

3. Es bedeutet c die beobachtete Schallgeschwindigkeit im kalten, dunkeln Gase. Sie ist stets kleiner als 330 Hektocel (in freier Luft) infolge des Widerstandes im engen Rohre.

4. Es bedeutet endlich c' die beobachtete Schallgeschwindigkeit im heißen, schon explodierten Gasgemenge. Sie schwankt zwischen 400 und 3000 Hektocel, je nach der jeweiligen Temperatur des heißen Gases.

Apparat zur akustischen Bestimmung von Dampfdichten;

von R. Wachsmuth.

(Ausgestellt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 10.)

Der Grundgedanke für die Konstruktion des Apparates ist, daß eine kleine Metallpfeife ihre für Luft bekannte Tonhöhe ändert, wenn sie mit einem anderen Gase angeblasen wird. Die Änderung der Tonhöhe wird mit einer Vergleichspfeife festgestellt, auf welcher die Dichten nach leicht zu berechnender Skala gleich aufgetragen sind.


Fig. 1.

Es verhalten sich nämlich bis auf kleine Korrektionen die Dichten umgekehrt wie die Quadrate der Schwingungszahlen. Man entwirft also eine Eichungskurve für $d = \left(\frac{n_0}{n}\right)^2$, wo n_0 die für Luft bekannte Tonhöhe der Pfeife ist[1]).

Das Anblasen der Pfeife erfolgt durch Verdampfung der fraglichen Flüssigkeit

---

[1]) Die Ungenauigkeit beträgt maximal 10%. Für genauere Werte ist die Kenntnis der Verhältniszahl der spez. Wärmen erforderlich, vgl. hierzu Boltzmann-Festschrift S. 924, wo auch die Formel abgeleitet ist. Es ist hier nachzutragen, daß von E. Hardy (C. R. **117**, 573, 1893) die Änderung der Tonhöhe einer Pfeife zum Nachweis schlagender Wettergase in Vorschlag gebracht wurde. Ferner beschreibt H. Jahoda (Wiener Anz. 1899, S. 216) einen dem meinigen ähnlichen Apparat für Gase.

in einer angesetzten Glaskugel, welche in siedendes Wasser oder ein sonstiges Bad konstanter Temperatur gesenkt wird. Die Badetemperatur muß etwa 20 bis 30° über der Siedetemperatur der Flüssigkeit liegen. Dadurch wird der entstehende Dampf etwas überhitzt und erhält die zum Ansprechen der Pfeife erforderliche Spannung.

Damit die Pfeife den richtigen Ton gibt, muß sie von einer Hülle des gleichen Dampfes umgeben werden. Es ist daher ein oben offener, unten aber durch die Pfeife abgeschlossener Heizmantel nötig. Durch diesen wird Wasser oder Dampf von Badetemperatur geleitet. Die Figur erläutert die Anordnung[1]). Es sind zurzeit Versuche im Gange, den Apparat zur Bestimmung der Dichten sich dissoziierender Gase bei verschiedenen Temperaturen zu benutzen.

---

[1]) Der Apparat nebst Vergleichspfeife wird von den Vereinigten Fabriken für Laboratoriumsbedarf (vormals Kaehler & Martini) in Berlin N., Chausseestraße 3 in zwei Ausführungen geliefert.

Ausstellung des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums zu Potsdam.

(Vorgeführt in der Sitzung vom 7. Januar 1905.)

(Vgl. oben S. 10.)

A. Meteorologische Abteilung.

1. Neueste Form des SPRUNG-FUESSschen Laufgewichtsbarographen.

Die seit etwa 1890 erfolgten Verbesserungen lassen sich kurz in folgender Weise angeben.

a) Die Form des Barographenrohres ist derartig berechnet worden, daß sein Gewicht weder durch die Temperatur der Umgebung, noch durch vertikale Bewegungen des Rohres, sowie auch nicht durch die Quecksilbermenge im Gefäße beeinflußt wird.

b) Der Tauchkörper, welcher sich mit Hilfe eines Elektromagneten tief in das Quecksilber des Gefäßes einsenken läßt, tritt jede Minute in Tätigkeit, anstatt — wie zu Anfang — nur alle zehn, oder höchstens alle fünf Minuten.

Hierdurch werden die von den Kapillarkräften herrührenden Störungen wirksam bekämpft, ohne daß das glatte Aussehen der Kurve Einbuße erleidet.

c) Der Hauptkontakt besteht nicht mehr aus zwölf einzelnen Platindrähten, sondern aus einem einzigen dünnen Platinblech. Die Funktion des Apparates ist durch diese Abänderung gar nicht gestört worden; es ist aber geradezu segensvoll, daß der Inhaber des Instrumentes sich nun gar nicht mehr vor die Aufgabe gestellt sieht, jene zwölf feinen Drähte neu zu ordnen.

Wegen der einfachen Herrichtung des Platinbleches wäre zu verweisen auf A. SPRUNG: „Abänderung am Kontakte des Laufgewichtsbarographen“, Meteorolog. ZS. 1898, 113.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß die dem Apparate zugrunde liegende Laufgewichts-Registrierwage mit Vorteil zu manchen physikalischen Versuchen benutzt werden kann, weil der Angriffspunkt der Kraft sich bei ihrer Registrierung nicht verschiebt.

Zur Aufzeichnung der elektrischen Stromstärke z. B. genügt es, zwei ganz roh aufgewickelte gleiche Drahtringe, von denen der eine fest, der andere beweglich ist, einander gegenüberzustellen; denn die gegenseitige Entfernung und Lage derselben bleibt während des Versuches unverändert. (Genaueres: ZS. f. Instrkde. 8, 17, 1888.) A. SPRUNG.

2. Versuch einer rationellen Registrierung der atmosphärischen Feuchtigkeit.

Mit Hilfe einer Selenzelle soll der Tauniederschlag auf der ebenen Spiegelfläche eines Kondensationshygrometers ununterbrochen auf der Grenze des Entstehens und Verschwindens gehalten werden, derart, daß der verdampfende Äther sich auf der Temperatur des Taupunktes hält — welch letztere dann automatisch aufgezeichnet wird.

Genaueres über die Möglichkeit und die Vorteile der Methode habe ich im „Wetter" 1902, 241 veröffentlicht.

Das ausgestellte Modell gehört Herrn Mechaniker FUESS in Steglitz-Berlin. Die Wahrscheinlichkeit des Gelingens ist sehr gewachsen, seitdem zu den Versuchen eine evakuierte RUHMERsche Selenzelle verwendet wird. A. SPRUNG.

3. Photographische Aufnahmen, welche mit Hilfe des photogrammetrischen Wolkenautomaten ausgeführt sind.

Zwei gleiche Kameras mit vertikalen optischen Achsen, an den Enden einer Basis von etwa $1^1/_2$ km, stehen stets zur Aufnahme bereit. Letztere erfolgt — mit allen Nebenarbeiten — lediglich von der Hauptstation aus durch elektrischen Stromschluß. Zwei aufeinanderfolgende Doppelbilder liefern außer der Wolkenhöhe auch noch die Richtung und Geschwindigkeitskomponenten der Wolkenbewegung.

Meine erste Veröffentlichung über diesen Apparat unter dem Titel: „Über den photogrammetrischen Wolkenautomaten und seine Justierung" findet man in ZS. f. Instrkde. **19**, 111 u. 129, 1899.

Außer diesen, in erster Linie der Messung dienenden photographischen Aufnahmen gab es auf der Ausstellung noch eine Anzahl „Schaubilder von Wolken und anderen Objekten", unter welchen folgende hervorgehoben zu werden verdienen:

a) Eine Sonnenringaufnahme, welche sehr deutlich auch den großen Ring von etwa 46° Radius erkennen läßt.

b) Ein sehr schönes Beispiel des seltenen Alto-Cumulus-Regens.

c) Ein hübscher Alto-Cumulus undulatus, welcher vor der deutlich sichtbaren verfinsterten Sonne n Entwickelung begriffen ist.

d) Ein Nebelmeer, aus welchem die Spitzen der Potsdamer Türme hervorragen.

e) Die Folgen unterkalteten Regens bei fast noch vollkommen entwickelter Vegetation: a) eine Probe des starken Baumbruches, b) Eisblätter, welche durch Abtrennung des Eisüberzuges von den natürlichen Blättern gewonnen wurden.

Anmerkung. Es ist naturgemäß, daß an der Herstellung der besprochenen Aufnahmen außer mir auch das Personal der meteorologischen Abteilung beteiligt war. A. SPRUNG.

4. Eine Vorrichtung zur Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung.

Ein nach ELSTER und GEITEL isoliert aufgestellter Zerstreuungskörper ist mit einem BENNDORFschen mechanisch registrierenden Quadranten-Elektrometer verbunden. Mit Hilfe eines automatisch wirkenden Umschalters wird er von halber zu halber Stunde abwechselnd positiv und negativ aufgeladen, bis zu etwa 120 Volt. Nach vollzogener Ladung (ungefähr $^1/_2$ Minute) bleibt er sich selbst überlassen; sein Spannungsabfall bis zur nächsten Ladung, also während fast einer halben Stunde, wird durch das Quadranten-Elektrometer von zwei zu zwei Minuten aufgezeichnet. Aus dem Spannungsabfall ist dann die Zerstreuung während dieser Zeit zu berechnen.

Es ist beabsichtigt, statt der Aufstellung nach ELSTER und GEITEL das Aspirationsprinzip von EBERT in Anwendung zu bringen.

Ausführlich beschrieben findet sich der Apparat in der Phys. ZS. 5, 447, 1904. G. LÜDELING.

B. Magnetische Abteilung.

5. Magnetische Wage

(nach ESCHENHAGEN und EDLER, ausgeführt von SCHULZE in Potsdam).

Bei der ursprünglichen, von LLOYD angegebenen Konstruktion der magnetischen Wage, die zur Messung der Variationen der

Vertikalkomponente des Erdmagnetismus dient, wird das durch den Mittelwert dieser Komponente ausgeübte Drehungsmoment durch eine hinreichende seitliche Verlegung des Schwerpunktes des Wagemagnets nach seinem Südpol hin aufgehoben.

Bei der vorliegenden Einrichtung wird diese Kompensation nur zu einem Teile durch das Moment der Schwere, zum anderen Teil durch die Wirkung fester vertikaler Magnete (speziell hier eines festen unter der Mitte des Wagemagnets aufgestellten) bewirkt. Es läßt sich dadurch der störende Einfluß von Temperaturänderungen auf den Stand der Wage, der aus der damit verbundenen Verringerung des magnetischen Moments entspringt, aufheben. AD. SCHMIDT.

6. Registrierapparat

(nach ESCHENHAGEN, neuere Ausführung von TOEPFER in Potsdam).

Apparat zur fortlaufenden photographischen Aufzeichnung des Standes von Instrumenten mit Spiegelablesung. Als Lichtquelle dient ein Benzinlämpchen. Je nach der Schaltung des Uhrwerks vollendet die Walze mit dem lichtempfindlichen Papier nahezu einen vollen Umlauf in 24 oder in 2 Stunden. Eine Abszissenlänge von 2 cm entspricht in diesen beiden Fällen einer Zeit von 1 Stunde oder von 5 Minuten. Nach jedem solchen Intervall wird durch einen vorfallenden Schirm der von dem festen Spiegel entworfene Lichtpunkt eine kurze Zeit hindurch abgeblendet und dadurch eine Lücke in der Basislinie hervorgerufen. AD. SCHMIDT.

7. Erdinduktor

(nach WILD und ESCHENHAGEN, Ausführung von SCHULZE in Potsdam).

Der Apparat dient in Verbindung mit einem empfindlichen Galvanometer zur Bestimmung der erdmagnetischen Inklination, indem diejenige Stellung der Achse aufgesucht und ihrer Richtung nach bestimmt wird, bei der durch das magnetische Erdfeld in der rasch rotierenden Spule kein Strom induziert wird.

AD. SCHMIDT.

Über die Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds;
von J. Precht und C. Otsuki.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Januar 1905.)
(Vgl. weiter unten S. 58.)

Die merkwürdigen photographischen Wirkungen des Wasserstoffsuperoxyds sind von Hrn. GRAETZ[1]) neuerdings als Strahlungserscheinungen aufgefaßt worden. Die entscheidenden Versuche, aus denen der strahlungsartige Charakter gefolgert wird, sind erstens der Durchgang durch feste Körper, insbesondere durch Metallschichten, zweitens die Tatsache, daß die Wirkung durch einen sehr starken Luftstrom nicht fortgeblasen werden kann.

Gelegentlich einer ausführlichen Untersuchung über H_2O_2 haben wir auch die Frage der Strahlung eingehend behandelt. Neben der photographischen Methode wurde dabei stets eine chemische Prüfung mit $TiO_2 + H_2SO_4$ vorgenommen, um von einem etwaigen unmittelbaren Übergang von H_2O_2 Kenntnis zu erhalten. Die Grundlage für diese chemische Prüfung bildet die Erscheinung, daß eine Gelatineschicht, welche ein teilweise mit H_2O_2 angefülltes Gefäß vollkommen abschließt, auf ihrer oberen Seite schon nach sehr kurzer Exposition Gelbfärbung in aufgebrachten Tropfen des Titanreagenzes zeigt. Die Untersuchung anderer Stoffe auf Durchsichtigkeit oder Durchlässigkeit wird dann so ausgeführt, daß diese ihrerseits das Gefäß mit H_2O_2 abschließen und daß nun darauf eine Gelatineplatte liegt, am einfachsten eine ausfixierte, photographische Platte. Auf dieser Gelatineschicht wird dann die Titanprobe angestellt.

Für die folgenden Substanzen ließ sich so der Nachweis führen, daß Wasserstoffsuperoxyd als solches durch sie hindurchgeht: Gelatine, Celluloid, schwarzes und anderes Papier, Weichgummi, Kanadabalsam. Undurchlässig erwiesen sich nach der photographischen wie nach der chemischen Methode: Paraffin,

---

[1]) GRAETZ, diese Verh. 6, 296, 1904.

Ebonit, Glas, Metalle. Soweit diese Körper von RUSSELL[1]) untersucht sind, sind seine Ergebnisse mit den unseren übereinstimmend. Ebonit fand sich auch bei 0,18 mm Dicke und einer Exposition von 20 Stunden bei 1 cm Entfernung vom H_2O_2 vollständig undurchlässig.

Betrachten wir von den Metallen zunächst die untersuchten außer Aluminium, so ergab sich für:

Zink bis zur kleinsten Dicke von	0,09 mm
Kupfer	0,05 „
Zinn	0,01 „
Legierung aus Au + $^1/_{15}$ Pt + $^1/_{32}$ Ag	0,008 „
Messing	0,005 „

keine photographische und chemische Wirkung bei kurzer und bis zu 38 Stunden fortgesetzter Bestrahlung aus 0,5 cm Abstand über einer 30 proz. Wasserstoffsuperoxydlösung. Durch einen Parallelversuch war eine Verwechselung mit der beim Zink als RUSSELL-Effekt bekannten Erscheinung ausgeschlossen.

Was das Aluminium betrifft, so gelangten drei Dicken, 0,08 mm, 0,005 mm und 0,003 mm, letzteres in der Literatur gewöhnlich als LENARDsches Aluminium bezeichnet, zur Verwendung. Von Versuchen mit gewöhnlicher Folie wurde abgesehen, da schon bei dem LENARDschen Al die Hauptschwierigkeit darin bestand, lochfreie Stücke aufzufinden. Die kleinsten Löcher lassen Wasserstoffsuperoxyddampf in ganz überraschender Weise hindurchgehen. [Auch das von P. VILLARD[2]) angegebene Hindurchgehen von Ozon durch Aluminiumfolie führen wir auf das Vorhandensein von Löchern zurück.] Den Versuchen von Hrn. GRAETZ über Durchstrahlung von Al konnten wir eine große Beweiskraft nicht mehr zuerkennen, nachdem der unmittelbare Durchgang von H_2O_2 durch Kanadabalsam, mit dem Hr. GRAETZ nach freundlicher Mitteilung die Al-Stückchen aufgekittet hat, aufgefunden war. Zum Aufkleben des Aluminium auf kleine in Glasplatten gebohrte Löcher benutzten wir Paraffin, dessen Undurchlässigkeit für die angewandten Expositionszeiten besonders nachgewiesen wurde. Mit Titanreagens war nach 16 stündiger Exposition kein Durchgang von H_2O_2 durch eine sehr dünne, auf ganz dünnes Celluloid auf-

[1]) RUSSELL, Proc. Roy. Soc. 64, 409, 1899.
[2]) P. VILLARD, Bull. Soc. Franç. Phys. 1902, Nr. 175.

getragene Paraffinschicht zu erkennen. Nach 40 Stunden zeigte sich keine Einwirkung auf die photographische Platte. Die Versuche mit LENARDschem Aluminium können nicht über eine Dauer von drei Stunden bei den von uns angewandten Verhältnissen fortgesetzt werden, weil sonst ein auch von Hrn. GRAETZ beobachtetes Zerfressen des dünnen Aluminiums eintritt.

Über die Durchführung der Versuche ist zu bemerken, daß die Al-Stückchen vor und nach dem Aufkitten auf die Glasplatten mit dem Mikroskop sorgfältig auf Lochfreiheit untersucht wurden, dann wurde die Glasplatte auf ein mit 30proz. H_2O_2-Lösung gefülltes Gefäß mit Paraffin so aufgekittet, daß der Abstand des Al von der Flüssigkeitsoberfläche 5 mm betrug. Die Exposition schwankte zwischen 30 Minuten und drei Stunden, und nach dem Versuch wurde wieder auf Lochfreiheit geprüft. Unter 17 Versuchen fand sich dreimal eine nachweisbare Einwirkung auf die photographische Platte, doch wurden in allen drei Fällen dann nach der Exposition Löcher konstatiert, so daß wir die strahlungsartige Durchdringung von Al nicht haben bestätigen können. Mit Al von 0,08 mm Dicke war nach 38stündiger Einwirkung keine Schwärzung der photographischen Platte zu erhalten.

Wir haben im Ganzen 47 Versuche mit Metallschichten angestellt. Auch bei den längsten angewandten Zeiten (38 Stunden) hat sich eine Durchdringung nicht nachweisen lassen.

Wir haben weiterhin im Anschluß an Hrn. GRAETZ Versuche gemacht, um zu sehen, ob die photographische Wirkung durch einen starken Luftstrom nicht aufgehoben wird. Für einen Strom von 23 m/sec Anfangsgeschwindigkeit fanden wir bei Abkühlung der Platte auf 0 Grad[1]) auch unter Beachtung der größten Vorsichtsmaßregeln in zwei Minuten in der Tat stets eine entwickelbare Schwärzung der photographischen Platte, doch zeigte sich schon vor der Entwickelung an der kleinen, dem Loch in einer Glasplatte entsprechenden exponierten Stelle eine geringe, von Feuchtigkeit herrührende Aufquellung der Bromsilbergelatine, die wir auf keine Weise vermeiden konnten. Es erschien aussichtslos, eine so große Luftmenge, wie für diese Versuche nötig ist, in ausreichender Weise zu trocknen. Daß übrigens nicht die aus

[1]) GRAETZ, Phys. ZS. 4, 273, 1903.

dem Luftstrom kondensierte Feuchtigkeit allein die Schwärzung der Platte bedingt, wird dadurch bewiesen, daß Aufbringen eines Wassertropfens, Abtupfen desselben mit Fließpapier und nachheriges Entwickeln die betreffende Stelle heller erscheinen ließ als die Umgebung. Wir nahmen also an, daß wirklich H_2O_2 sich an der geschwärzten Stelle befindet und konnten dieser Annahme eine große Wahrscheinlichkeit dadurch geben, daß es gelang, alle diese unter Benutzung eines Luftstromes erhaltenen Schwärzungen zu vernichten, wenn wir die exponierte Platte vor der Entwickelung längere Zeit in Wasser liegen ließen. Nach einer Quellung von 11 Minuten war die Schwärzung stark geschwächt, nach einer Stunde überhaupt nicht mehr entwickelbar. Der Durchmesser des Luftstromes war groß gegen die strahlende Fläche und gegen die Öffnung des Loches. Für die Einzelheiten, insbesondere auch über den Einfluß der Temperatur auf die bei H_2O_2 erhaltenen Erscheinungen, verweisen wir auf unsere ausführliche Mitteilung.

Wir haben noch eine Reihe anderer Tatsachen gefunden, die mit einem strahlungsartigen Charakter schwer vereinbar erscheinen. Dahin gehört die Beobachtung, daß 3proz. Lösung in gewissen Grenzen stärkere photographische Wirkung zeigt als 30proz. Ferner die Erscheinung, daß für eine gegebene Exposition die photographische Wirkung mit der Konzentration bis zu einem Maximum wächst, um dann wieder abzunehmen. Dieses ganze Verhalten deckt sich bis in seine kleinsten Einzelheiten vollkommen mit dem, was man über den Dampfdruck und die Verdampfung eines Flüssigkeitsgemisches ($H_2O + H_2O_2$) nach den Untersuchungen von KONOWALOW[1]) erwarten muß[2]).

Wir glauben daher, daß die bei Wasserstoffsuperoxyd beobachteten Erscheinungen durch die Verdampfung allein ausreichend erklärt werden können.

Hannover, Phys. Inst. der Techn. Hochschule, Januar 1905.

---

[1]) KONOWALOW, Wied. Ann. 14, 34 u. 219, 1881. Auch NERNST, Theoretische Chemie, 2. Aufl., 1898, S. 111.

[2]) Die betreffenden Kurven finden sich in unserer binnen kurzem erscheinenden ausführlichen Mitteilung.

Jahrg. 3 **Heft 3**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel	Richard Assmann
für reine Physik	für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. 15. Februar 1905. Nr. 3.

Sitzung vom 20. Januar 1905.

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende Mitteilung von dem erfolgten Ableben der Herren

Prof. Dr. E. Abbe in Jena
und
Prof. Dr. A. Müttrich in Eberswalde.

Sodann teilt der Vorsitzende einen Beschluß des Vorstandes der Gesellschaft mit, wonach auswärtige Mitglieder gegen Zahlung von 2 Mark jährlich regelmäßig die Tagesordnungen der Sitzungen zugeschickt erhalten können.

Ferner berichtet Hr. **H. Kreusler** über

einen einfachen Brenner für Thalliumlicht.

Weiter spricht Hr. E. **Haentzschel:**

Über die Berechnung der Konstanten a und b der VAN DER WAALSschen Gleichung aus den kritischen Werten.

Ferner trägt Hr. E. **Gehrcke:**

Über anodisches Glimmlicht

vor.

Endlich legt Hr. KARL SCHEEL eine Mitteilung von Hrn. **J. Precht** und **C. Otsuki** vor:

Über die Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds.

Die Mitteilung ist bereits im vorigen Hefte der „Verhandlungen“, S. 53—56, abgedruckt.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Oberingenieur Dr. PAUL RASEHORN, Friedenau, Niedstr. 28.
(Vorgeschlagen durch Hrn. LINDECK.)

Hr. Dr. FRANZ KIEBITZ, Frankfurt a. M., Bäckerweg 51.
(Vorgeschlagen durch Hrn. BEHN.)

Hr. Privatdozent Dr. ALFRED KALÄHNE, Heidelberg, Märzgasse 3 und

Hr. Privatdozent Dr. RUDOLF H. WEBER, Heidelberg, Nauenheimer Brückenstr. 30. (Vorgeschlagen durch Hrn. QUINCKE.)

Hr. Professor Dr. CRANZ (Militärakademie), Charlottenburg, Bismarckstr. 12.

Hr. Dr. WALLOT, Charlottenburg, Uhlandstr. 193.

Hr. Dr. E. ORLICH, Friedenau.

Hr. Dr. WILLY SCHMIDT, Gießen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. WARBURG.)

Hr. JULIUS ZIEGLER, Berlin, Weinstr. 32.
(Vorgeschlagen durch Hrn. JOHANNESSON.)

Ein einfacher Brenner für Thalliumlicht;
von H. Kreusler.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 57.)

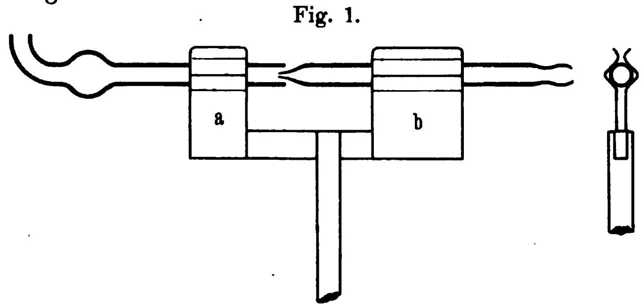
Zu vielen optischen Untersuchungen ist außer dem monochromatischen Licht der Natriumflamme auch solches von anderer Brechbarkeit erforderlich. Zum Beispiel pflegt man in mineralogischen Laboratorien zur Bestimmung optischer Konstanten an Kristallen noch die roten Rubidiumlinien und die grüne Linie der Thalliumflamme zu benutzen. Das dabei gewöhnlich angewandte Verfahren, am Platindraht etwas Thalliumsalz in die Flamme eines Bunsenbrenners einzuführen, bringt verschiedene erhebliche Nachteile mit sich. Einmal ist man wegen der großen Flüchtigkeit der Thalliumverbindungen zu fortwährendem Ersatz des verdampften Salzes gezwungen, und ferner erscheint das Verdampfen größerer Mengen von Thalliumsalzen in geschlossenen Räumen wegen der erheblichen Giftigkeit nicht ohne Bedenken.

Es gibt nun eine ganze Anzahl zur Erzeugung von Thalliumlicht geeigneter Apparate, die indessen, besonders wenn man von fremden Lichtarten freies Thalliumlicht haben will, in bezug auf Einfachheit und Bequemlichkeit viel zu wünschen übrig lassen. Es erscheint daher nicht überflüssig, auf einen Apparat hinzuweisen, der in einfachster Weise den gestellten Anforderungen genügt. Der Apparat ist im wesentlichen ein kleiner horizontaler Bunsenscher Brenner aus Glas, in dessen Rohr etwas Chlorthallium verdampft wird.

Ein kleines Messingstativ trägt oben einen Querarm, an dessen Enden metallene Klemmfedern *a* und *b* befestigt sind. Die Federn sind so beschaffen, daß man in ihnen Glasröhrchen in der Längsrichtung verschieben kann, ohne daß sie dabei wackeln. Die Feder *a* trägt das eigentliche Brennerrohr aus strengflüssigem Glase, dessen Form aus der Figur ersichtlich ist. Die Länge des Brennerrohres beträgt 8 bis 10 cm, sein innerer Durchmesser etwa

6 mm. In der Feder *b* befindet sich die Düse, die Weite der Spitze richtet sich nach dem Gasdruck und ist durch Probieren in wenigen Minuten festzustellen. In der Regel wird 1 mm oder weniger am günstigten sein. Durch Verschieben der Düse wird die Luftzufuhr zum Leuchtgase reguliert. Die Feder *b* macht man zweckmäßig breiter als *a*, da sie außer der Düse die Belastung durch den Schlauch aushalten muß, ohne die Zentrierung zu schädigen.

Fig. 1.



In die Kugel des Brennerrohres bringt man etwas Thalliumchlorid und erwärmt dies mit einer kleinen Heizflamme, nachdem der Brenner angezündet ist. Die Flamme färbt sich intensiv grün, gibt ein reines Spektrum und hält sehr lange vor. Der Verbrauch an Thalliumchlorid ist, wenn man die Heizflamme richtig einstellt, äußerst gering.

Es ist zuweilen vorteilhaft, statt Leuchtgas einen mit Äther- oder Benzindampf gesättigten Luftstrom eines beliebigen Gebläses zu nehmen. Man leitet die Luft durch eine mit Holzwolle vollgestopfte kleine Waschflasche, die außerdem etwas Äther bzw. Benzin enthält. Man erhält mit solchen Gasgemischen, wobei übrigens eine Explosion nicht zu befürchten ist, erheblich höhere Temperaturen als mit Leuchtgas. Die Öffnung der Düse ist dann enger zu nehmen.

Anstatt Thalliumchlorid kann man in der Kugel des Brennerrohres eine große Zahl anderer flüchtiger Metallverbindungen verdampfen, wie Cu_2Cl_2, $PbCl_2$ usw., und erhält die charakteristischen Spektren dieser Salze mit großer Helligkeit und ohne daß kontinuierliche Spektren dabei auftreten.

Über die Berechnung der Konstanten a und b der van der Waalsschen Gleichung aus den kritischen Werten;

von E. Haentzschel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 58.)

Wird an die Stelle des BOYLE-MARIOTTEschen Gesetzes

$$p \cdot v = RT$$

die VAN DER WAALSsche Gleichung in der Form

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = (1 + a)(1 - b)\frac{T}{273} \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

gesetzt, in welcher die Werte

$$p = 1 \text{ Atmosphäre}, \; v = 1 \text{ cbm}, \; T = 273^0$$

einander zugeordnet sind, während die Temperatur T vom absoluten Nullpunkt an gezählt wird, so führt der folgende Ideengang zur Bestimmung der Konstanten a und b.

Man ordne I) nach Potenzen von v; man erhält

$$v^3 - \left(b + \frac{T(1+a)(1-b)}{273p}\right)v^2 + \frac{a}{p}\,v - \frac{ab}{p} = 0 \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

Bedeuten v_c, p_c, T_c die kritischen Werte von Volumen, Druck und absoluter Temperatur, so genügen nach den Anschauungen von VAN DER WAALS auch diese der Gasgleichung II), doch knüpft sich alsdann an dieselbe die Bedingung, daß ihre drei Wurzeln v_c', v_c'' und v_c''' einander gleich sein müssen. Dies führt auf die Bedingungsgleichungen:

$$v_c = 3b,$$

$$p_c = \frac{a}{27b^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{1)}$$

$$T_c = \frac{2184\, p_c b}{(1+a)(1-b)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{2)}$$

Aus 1) folgt a als Funktion von b, nämlich

$$a = 27\, p_c b^2 \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{3)}$$

Wird dieser Wert in die Gleichung 2) eingesetzt, so erhält man

$$b^3 - b^2 + \frac{(2184\, p_c + T_c)}{27\, p_c\, T_c}\, b - \frac{1}{27\, p_c} = 0 \quad . \; . \; . \; \text{III)}$$

Ersetzt man, statt b aus dieser Gleichung auszurechnen, in 1) und 2) für den Augenblick a durch x und b durch y, so läßt sich leicht zeigen, daß 1) die Gleichung einer Parabel, 2) diejenige einer gleichseitigen Hyperbel ist. Beide Kurven besitzen nur einen einzigen Schnittpunkt, dessen Ordinate die einzige reelle Wurzel von III) ist.

Die gleichseitige Hyperbel schneidet die y-Achse in einem Punkte M, dessen Ordinate

$$b_0 = \frac{T_c}{2184\, p_c + T_c} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; \text{IV)}$$

als erste Näherung für b angesehen werden kann.

Setzt man

$$\tau = \frac{2184\, p_c}{T_c} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{1}{27\, p_c} \quad . \; . \; . \; . \; . \; 4)$$

so erhält man einen Näherungswert für b, der den höchsten Anforderungen entspricht, durch die Formel

$$b = \frac{1 + n\sigma}{1 + n\sigma + \tau} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; \text{V)}$$

wo n durch die Gleichung bestimmt ist:

$$\sqrt{n} = \frac{b_0}{\sigma} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 5)$$

Dabei darf, da σ eine sehr kleine Zahl ist, für n die nächstgelegene ganze Zahl genommen werden.

Die Rechnung wird dadurch so sehr vereinfacht, daß man sie auch ohne Anwendung von Logarithmen durchführen kann. Die Herren GUYE und FRIDERICH haben im 9. Bande der Archives des sciences phys. et nat., Genf 1900, eine Tafel der Werte von b und a gegeben, indem sie b direkt aus der Gleichung III) mit Hilfe der CARDANIschen Formel berechneten. Wegen der Kleinheit der Koeffizienten von III) mußten sie siebenstellige Logarithmen anwenden unter höchster Ausnutzung der partes proportionales derselben. Man wird deshalb der Formel V) wohl den Vorzug vor jenem Verfahren geben. Die ausführliche Herleitung derselben, die vorgetragen und an einer Zeichnung erläutert wurde, soll demnächst in den Annalen der Physik veröffentlicht werden.

Über anodisches Glimmlicht;
von E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Januar 1905.)
(Vgl. oben S. 58.)

---

§ 1. Man kann annehmen, daß eine auf konstantem Potential gehaltene metallische Kathode in einem verdünnten Gase die Ursache einer doppelten Kathodenstrahlung ist [1]): erstens sendet sie negative Elektronen von ihrer Oberfläche aus, zweitens werden durch die bedeutenden elektrischen Kräfte vor der Kathode negative Elektronen von den Gasteilchen losgerissen und fortgeschleudert. Hieraus folgt, daß die ersteren Elektronen aus Kathodenstrahlen von ein und derselben Geschwindigkeit bestehen; die zweiten Elektronen aber müssen Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeiten enthalten und zwar von geringerem Betrage als die ersteren; sie geben sich kund durch das negative Glimmlicht.

Aus dieser Anschauung folgt, daß das Auftreten eines negativen Glimmlichtes an das Vorhandensein eines genügend starken elektrischen Kraftfeldes in dem Raume vor der Kathode gebunden ist. In diesem Raum, dem CROOKESschen dunkeln Raum, entsteht durch die Wirkung der Kathode selbst ein beträchtliches elektrisches Kraftfeld, da sich die beweglicheren negativen Ionen aus der Nachbarschaft der Kathode entfernen [2]). Herr G. C. SCHMIDT [3]) bezeichnet deshalb den Raum geringen Leitvermögens an der Kathode als den Verarmungsbereich. — Das negative Glimmlicht würde im Sinne der soeben geäußerten Ansicht durch Absorption von den oben an zweiter Statt genannten, aus dem Gase selbst stammenden, langsamen Elektronen zustande kommen, welche

---

[1]) Vgl. die den obigen sehr ähnlichen Anschauungen von J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1903, S. 479 ff.

[2]) Vgl. hiermit die von Herrn A. WEHNELT gefundene Tatsache, daß die freie Elektrizität im dunkeln Kathodenraum positiv ist; Phys. ZS. 3, 501—503, 1902. Ann. d. Phys. (4) 10, 542—580, 1903.

[3]) G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 12, 622—652, 1903.

eben wegen ihrer geringeren Geschwindigkeit ein hohes Absorptionsvermögen besitzen [1]).

Ausgehend von diesen Anschauungen über die Vorgänge an der Kathode wird man nun folgern: nicht nur an der Kathode, sondern überall, wo in einem verdünnten Gase das elektrische Kraftfeld oder der Potentialgradient einen gewissen Grenzwert überschreitet, ist Gelegenheit dafür geboten, daß ein negatives Elektron von einem Gasmolekül abgerissen und als Kathodenstrahl fortgeschleudert wird; stößt das Elektron dann wieder mit einem Gasmolekül zusammen, so wird dieses zur Emission von Wellen, unter anderem auch von Licht, erregt und es entsteht ein „Glimmlicht“.

Wenn also in einem verdünnten Gase Leuchten stattfindet, so wird man zunächst [2]) an absorbierte Kathodenstrahlen denken, die unter dem Einfluß eines elektrischen Kraftfeldes entstanden sind; für die geschichtete positive Lichtsäule habe ich diese Auffassung wahrscheinlich zu machen gesucht [3]). Umgekehrt wird man aber auch dort, wo erfahrungsgemäß ein Kraftfeld von größerem Betrage vorhanden ist, ein kathodisches Lichtgebilde oder ein „Glimmlicht“ erwarten. Diese letztere Folgerung möge hier näher behandelt werden.

An der Anode besteht, wie in neuerer Zeit besonders von Herrn SKINNER [4]) untersucht wurde, ein Potentialsprung, der dem sogenannten Kathodenfall an der Kathode entspricht. Hieraus hätte man also zu schließen, daß auch an der Anode Kathodenstrahlen entstehen können, und zwar werden diese auf die Anode zueilen. Das an der Anode mitunter auftretende, meist sehr unscheinbare Lichthäutchen würde dann vermutlich dem negativen Glimmlicht entsprechen und ein positives oder, wie man zutreffender sagen wird, anodisches Glimmlicht repräsentieren.

---

[1]) Vgl. PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 714—744, 1903.

[2]) Die Annahme, daß die in einem Gase stattfindende Absorption von Kathodenstrahlen mit Lichterregung verbunden ist, erscheint vorerst als die einfachere, indessen liegt auch die Möglichkeit vor, daß die Emission von Kathodenstrahlen, d. h. die Abspaltung eines Elektrons von einem Molekül, Lichtaussendung bedingt.

[3]) E. GEHRCKE, Ann. d. Phys. (4) 15, 509—530, 1904.

[4]) CL. A. SKINNER, Dissertation Berlin 1899. Wied. Ann. 68, 752—768, 1899.

Falls nun das anodische Glimmlicht mit dem kathodischen oder negativen Glimmlicht wesensgleich ist, so müssen auch die Eigenschaften des kathodischen und des anodischen Glimmlichtes dieselben sein. Diese Konsequenz habe ich, wie folgt, geprüft.

§ 2. Wenn man ein gewöhnliches GEISSLER sches Rohr auspumpt, so pflegen an der Anode keine sonderlich in die Augen fallenden Vorgänge aufzutreten. Die sogenannte positive Lichtsäule und das negative Glimmlicht sind demgegenüber sehr auffallend. Wenn sich aber die Glaswände nicht in zu großer Nähe der Strombahn befinden, so verschwindet (bei nicht zu großen Drucken und Stromstärken) die positive Lichtsäule fast völlig und es bleibt außer dem negativen Glimmlicht an der Kathode nur noch ein zartes Lichthäutchen an der Anode, das anodische Glimmlicht, zurück. Dasselbe erscheint in Luft und Stickstoff als rötliches bis rötlichweißes, in Wasserstoff als fahles, weißliches Licht und hat folgende Eigenschaften:

1. Mit fortschreitender Verdünnung bedeckt es eine größer werdende Fläche der Anode, während seine Helligkeit abnimmt und die Farbe blasser wird. Ebenso verhält sich das negative Glimmlicht.

2. Zwischen dem anodischen Glimmlicht und der Anode ist ein zuweilen kaum wahrnehmbarer und nur nach Zehnteln eines Millimeters messender dunkler Raum. Man nimmt den anodischen Dunkelraum am leichtesten an hochpolierten Elektroden wahr; an solchen habe ich Dicken desselben von nahezu 1 mm beobachtet.

3. Die vom anodischen Glimmlicht bedeckte Fläche nimmt mit wachsender Stromstärke zu. — Für das negative Glimmlicht gilt die zuerst von Herrn N. HEHL [1]), später unabhängig von Herrn H. A. WILSON [2]) nochmals entdeckte Beziehung [3]), daß seine Ausdehnung proportional der Stromstärke ist. Dieses Gesetz gilt auch für das anodische Glimmlicht, was ich unter anderem mit folgendem Rohr festgestellt habe: A und B (Fig. 1) sind zwei Nickelelektroden von 0,5 mm Dicke und 6 cm Länge, die vor dem Einschmelzen in das zylindrische Glasgefäß von etwa 4 cm lichter Weite in einem

---

[1]) N. HEHL, Dissertation Erlangen 1901. Phys. ZS. 3, 547—552, 1902.

[2]) H. A. WILSON, Phil. Mag. (6) 4, 608—614, 1902.

[3]) In einer früheren Mitteilung (Verh. D. Phys. Ges. 6, 176, 1904) habe ich die Priorität dieser Entdeckung versehentlich Herrn H. A. WILSON zugeschrieben.

Bunsenbrenner möglichst gleichmäßig ausgeglüht und dadurch oberflächlich oxydiert wurden[1]). Der Gasdruck (Luft) betrug 1 cm Hg. Das Rohr wurde mit dem Wechselstrom der Charlottenburger Zentrale (110 Volt, 50 ∼ pro Sekunde) betrieben, indem die mittels eines vorgeschalteten Widerstandes auf 30 Volt herabgedrückte Wechselspannung durch die primäre Wickelung eines Transformators (Übersetzungsverhältnis 1 : 25) gesandt wurde, an dessen sekundären Klemmen das obige Rohr angeschlossen war. Bis auf kleinere Oberwellen und eine geringe Abplattung der Maximalamplituden war der vom Transformator gelieferte Strom nahezu sinusförmig, wie ich mittels des von mir angegebenen Glimmlichtoszillographen[2]) feststellte. — Unter diesen Umständen zeigte das in Fig. 1 dargestellte Rohr im rotierenden Spiegel das zu den verschiedenen Phasen des Stromes gehörige negative und „positive“ Glimm-

Fig. 1.

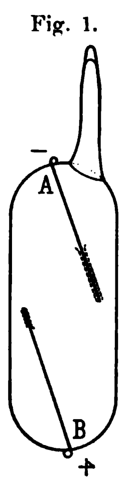
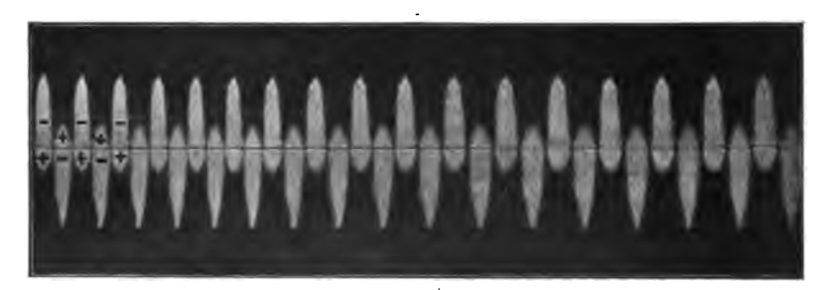


Fig. 2.



licht. — Fig. 2 stellt die Reproduktion einer Photographie dieser Erscheinung dar[3]). Die stark in die Höhe gezerrten negativen

[1]) Derartig behandelte Elektroden zeigten das regelmäßigste anodische Glimmlicht; vgl. § 5, S. 69.

[2]) E. Gehrcke, Verh. D. Phys. Ges. 6, 176—178, 1904. ZS. f. Instrkde. 25, 34—37, 1905.

[3]) Die Photographie wurde ohne rotierenden Spiegel und zwar in der Weise erhalten, daß mittels eines aus zwei sphärischen und einer Zylinderlinse gebildeten optischen Systems ein Bild der Elektroden auf den Schlitz eines Brettes entworfen wurde, hinter dem man die photographische Platte fallen ließ. — Nähere Angaben über derartige Aufnahmen vgl. ZS. f. Instrkde. 25, 35, 1905.

Glimmlichtbilder lassen die Sinusform der Stromkurve weniger gut erkennen; augenscheinlich aus dem Grunde, weil diese eine beträchtliche Länge der Elektrode bedecken und sonach kleine Unregelmäßigkeiten auf ihrer Oberfläche eine Störung in der Homogenität des Glimmlichtes veranlassen. Demgegenüber nehmen die Lichtflecke des anodischen Glimmlichtes nur einen geringen Teil der Elektrodenoberfläche ein; sie weisen eine nahezu sinusförmige Gestalt auf. Dieses Verhalten besagt, daß die vom anodischen Lichthäutchen bedeckte Fläche proportional der Stromstärke ist und daß also auch für das anodische Glimmlicht das HEHLsche Gesetz Gültigkeit hat.

4. Mit steigendem Vakuum bedeckt das anodische Glimmlicht schließlich die Anode auf ihrer ganzen Ausdehnung; ich habe oxydierte Kupferanoden von 0,23 cm Dicke und 10 cm Länge vollständig bedeckt gesehen. Aber bei gewissen Gasdrucken pflegt das anodische Glimmlicht meist plötzlich zu verschwinden. Man beobachtet dann, daß intensive Kathodenstrahlen auf die Anode fallen, mögen dies nun Glimmlichtstrahlen von der Kathode oder von der positiven Lichtsäule her sein. — Ein analoges Verhalten zeigt nach G. C. SCHMIDT [1]) auch das negative Glimmlicht.

Die beschriebenen Versuche sind, wie mir scheint, wohl geeignet, die im Anfang geäußerte Ansicht über die Wesensgleichheit des kathodischen und anodischen Glimmlichtes zu stützen.

§ 3. Kathodisches und anodisches Glimmlicht, positive Schichten und positive Lichtsäule sind nach obigen Ausführungen in ihrem Wesen identische Erscheinungen [2]). Ich habe mich bemüht, in ähnlicher Weise wie für das anodische Glimmlicht, auch für die positive Lichtsäule nach Analogien mit dem negativen Glimmlicht zu suchen, bisher indes ohne rechten Erfolg. Besonders interessant erschien es mir, das HEHLsche Gesetz auch hier nachzuprüfen. In der Tat kann man zuweilen beobachten, daß die positive Lichtsäule sich mit zunehmender Stromstärke ausdehnt [3]), aber irgend eine Proportionalität mit der Stromstärke konnte ich bisher nicht feststellen. Die Untersuchung ist hier viel schwieriger,

[1]) G. C. SCHMIDT, l. c.

[2]) Diese Ansicht wird schon längst von Herrn E. GOLDSTEIN vertreten; vgl. Wied. Ann. 11, 846 ff., 1880.

[3]) Dies hat schon HITTORF bemerkt; vgl. Wied. Ann. 20, 736, 1883.

da es sich bei der Ausdehnung einer durch Glaswände nicht beeinflußten Lichtsäule um eine Volumzunahme der leuchtenden Partien des Gases handelt und da jede Berührung der leuchtenden Gaswolke mit irgend welchen Körpern die Erscheinungen in schwer zu übersehender Weise kompliziert. Vielleicht gehört indes ein von Herrn LESSING [1]) angegebener Versuch hierher, in welchem positives Licht in der Nähe einer Glaswand bei Beobachtung mit dem rotierenden Spiegel teilweise eine sinusartige Umgrenzungskurve aufwies, wenn sinusförmiger Wechselstrom benutzt wurde. — Ich möchte bei dieser Gelegenheit noch darauf hinweisen, daß die von Herrn SKINNER [2]) am sogenannten FARADAYschen dunkeln Raum angestellten Beobachtungen sich mit der obigen Theorie gut vereinigen lassen. Der FARADAYsche dunkle Raum entsteht, wie SKINNER gezeigt hat, dadurch, daß die positive Lichtsäule infolge der von der Kathode kommenden intensiven Strahlung zurückgedrängt wird; in analoger Weise wird nach G. C. SCHMIDT das kathodische und nach dem obigen (§ 2, Nr. 4) das anodische Glimmlicht von einfallenden Kathodenstrahlen vernichtet. Auch die positiven Schichten werden von einfallenden Kathodenstrahlen zerstört [3]). Der gemeinschaftliche Grund für alle diese Erscheinungen dürfte darin zu suchen sein, daß der dunkle Raum, welcher das betreffende Leuchtgebilde erzeugt, ionisiert wird und infolge davon das elektrische Kraftfeld in ihm verschwindet. Dies zieht aber nach sich (vgl. § 1), daß auch das Glimmlicht zum Verschwinden kommt [4]).

§ 4. Die im vorstehenden kurz angegebenen Resultate wurden aus einer großen Zahl mannigfach variierter Versuche erhalten, die ich nicht im einzelnen anführen will. Ich begnüge mich mit folgenden Angaben: Als Gase wurden Luft, Stickstoff und Wasserstoff, immer in gut getrocknetem Zustande, verwandt. Als Elektroden kamen Drähte aus Nickel, Kupfer, Aluminium, Stahl,

---

[1]) W. LESSING, Dissertation Erlangen 1902 (S. 38, Fig. 13). Verh. D. Phys. Ges. 6, 340—342, 1904 (Fig. 2).

[2]) CL. A. SKINNER, Phil. Mag. (5) 50, 569 ff., 1900.

[3]) E. GEHRCKE, Ann. d. Phys., l. c.

[4]) Hiermit ist im Einklang, daß an einer nach WEHNELT (Ann. d. Phys. (4) 14, 425—468, 1904. Verh. D. Phys. Ges. 6, 224—227, 1904) mit Oxyd überzogenen glühenden Kathode kein Kathodenfall und deshalb auch kein Glimmlicht eintritt.

Eisen zur Verwendung, sowohl im hochpolierten als auch im oxydierten Zustande; die Oxydschicht war teils sehr dünn und zeigte die bekannten Oberflächenfarben, teils war sie mehrere Zehntel Millimeter dick. Die Durchmesser der Elektroden lagen zwischen 0,4 und 3 mm, die Längen derselben zwischen 4 und 15 cm. Ihre gegenseitige Stellung war meist die in Fig. 1 angegebene, doch wurden auch nebeneinander liegende, parallele und gegeneinander geneigte Drähte verwandt. Die Glaswände des Entladungsraumes waren stets in so großer Entfernung, daß sie keinen merklichen Einfluß ausübten; dieser Umstand ist wichtig, worauf schon vor Jahren von Herrn O. LEHMANN[1]) aufmerksam gemacht wurde. Als Stromquelle diente teils eine Hochspannungsbatterie, teils ein Transformator, der mit Wechselstrom der Charlottenburger Zentrale gespeist wurde, teils auch ein Induktorium.

§ 5. Die in § 3 beschriebenen Versuche wollen mitunter nicht recht gelingen, ohne daß es immer leicht wäre, den Grund dafür zu erkennen. Soviel ich gesehen habe, sind es vor allem zwei Erscheinungen, welche hier störend auftreten können.

Die erste Erscheinung besteht darin, daß das Glimmlicht die Neigung zeigt, hauptsächlich auf der der anderen Elektrode zugekehrten Seite aufzutreten. Besonders beim anodischen Glimmlicht ist dies der Fall: an 3 mm dicken Elektroden ist mitunter eine Länge von 3 bis 4 cm der der Kathode zugekehrten Seite der Anode mit Glimmlicht bedeckt, während die Rückseite völlig frei bleibt. Ferner nimmt die Helligkeit des anodischen Glimmlichtes nach der Spitze der Elektrode hin im allgemeinen zu und dementsprechend erscheint die Begrenzung des Glimmlichtes unscharf (vgl. Fig. 2). — Das homogenste anodische Glimmlicht erhielt ich mit $^1/_2$ mm dicken Nickelelektroden, die durch Ausglühen in der Bunsenflamme oxydiert waren. Derartige Elektroden waren von einem anodischen Lichtmantel rings umkleidet und sind deshalb zu dem in § 2 unter Nr. 3 angeführten Versuch benutzt worden.

Die zweite Erscheinung, welche die Beobachtung erschwert, ist begründet in einer dem Glimmlicht eigentümlichen Neigung, sich zu kontrahieren. Dieses Verhalten ruft, besonders im Verein mit kleinen

[1]) O. LEHMANN, Die elektrischen Lichterscheinungen oder Entladungen. Halle, Knapp, 1898.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. **30. März 1905.** **Nr. 6.**

Sitzung vom 3. März 1905.

Vorsitzender: Herr W. v. BEZOLD.

Hr. **S. Czapski** spricht einen

Nachruf auf ERNST ABBE.

Sodann trägt Hr. **F. Neesen** vor:

über Schaltung der Blitzableiter für Stark- und Schwachstrom und die Wirkung von Drosselspulen.

Ferner legt Hr. **H. Starke** eine Mitteilung von Hrn. **E. Take** vor, betitelt:

Bestimmung von Umwandlungspunkten HEUSLERscher Mangan-Aluminium-Bronzen.

Weiter überreicht Hr. **M. Planck** eine Arbeit von Hrn. **R. Reiger**:

über das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$ bei Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprungs.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **H. Gerdien** vor:

Bemerkungen zu dem Vortrage des Hrn. **H. Ebert:** „Eine neue Form des Ionen-Aspirations-Apparates."

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. stud. phys. HEINRICH HÖRIG, Leipzig, Kochstr. 62.
(Vorgeschlagen durch Hrn. O. WIENER.)

Das physikalische Institut der Technischen Hochschule zu Danzig.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. WIEN.)

Nachruf auf Ernst Abbe;
gesprochen in der Sitzung vom 3. März 1905
von S. Czapski-Jena.

(Vgl. oben S. 87.)

Dem von dieser Gesellschaft vertretenen Interessenkreis Rechnung tragend, möchte ich heute versuchen, Ihnen die Wirksamkeit und eigentümliche Bedeutung Ernst Abbes lediglich auf dem engeren Gebiete seines sozusagen offiziellen Berufs in den Hauptzügen vorzuführen. Denn wie dankbaren Stoff auch die anderen, zum Teil recht heterogenen, Betätigungen Abbes dem dafür speziell Interessierten bieten, wie wichtig ihre Berücksichtigung für das Gesamturteil über den ganzen Mann sein mag, so glaube ich doch, diese anderen Seiten im Wesen und Schaffen Abbes heute lieber außer acht lassen zu sollen, um die beschränkte mir zur Verfügung stehende Zeit nicht auf eine Wiederholung dessen vergeuden zu müssen, was für jedermann sichtbar an der Oberfläche liegt und ebensogut oder besser als von mir von vielen anderen gesagt werden kann und in den zahlreichen, in der Fach- und Tagespresse erschienenen Nachrufen zum Teil auch gesagt worden ist.

Ich möchte also Ernst Abbe hier in der Hauptsache nur betrachten als wissenschaftlichen Forscher, indem ich mich auch bei der Darstellung seines Wirkens für die technische Optik beschränke im wesentlichen auf die grundlegende, die Pionierarbeit, die, wie ihm selber, so auch anderen die Wege freigemacht, die Werkzeuge geliefert hat zu produktiv erfinderischem Schaffen, und will das letztere, ebenso wie das sozialpolitische Wirken Abbes nur zum Schluß mit einigen Worten berühren.

Zunächst, um es nicht ganz an diesem, nun einmal für unerläßlich erachteten Bestandteil eines Nachrufes fehlen zu lassen, die Hauptdaten über den äußeren Lebensgang in aller Kürze:

Ernst Carl Abbe wurde am 23. Januar 1840 als Sohn Adam Abbes, Vorarbeiters in einer Spinnerei zu Eisenach, geboren und

besuchte bis zu seinem zehnten Lebensjahre die dortige Bürgerschule. Deren Lehrer, denen die ungewöhnliche Begabung des Knaben auffiel, bewogen den Vater, ihn auf das Realgymnasium (damals Realschule erster Ordnung) zu geben, wo er im Jahre 1857 das Abiturientenexamen mit besonderer Auszeichnung bestand. Von Ostern 1857 bis ebendahin 1859 studierte ERNST ABBE Mathematik, Physik, Astronomie und Philosophie an der Universität Jena, wo er sich namentlich an K. SNELL anschloß, von 1859 bis 1861 in Göttingen, wo neben W. WEBER B. RIEMANN den stärksten Einfluß auf sein Denken gewann. Dort wurde ERNST ABBE 1861 promoviert und nahm dann die Stelle eines Dozenten am physikalischen Verein in Frankfurt a. M. an, die er aber bald aufgab, um nach Durchführung einiger privater Studien auf Veranlassung SNELLS sich 1863, also im Alter von nur 23 Jahren, in Jena als Privatdozent zu habilitieren. Während der Universitätszeit hatten neben der natürlich sehr geringen, vom Vater gewährten Beihilfe Preisaufgaben, Stipendien und Privatstunden die oft kaum ausreichenden Mittel zum Lebensunterhalte gewährt. Als Privatdozent erteilte ABBE Unterricht an der K. V. STOYschen Seminarschule, erhielt aber nach kurzem auf Veranlassung von K. M. SEEBECK, dem damaligen Kurator der Universität, der von ERNST ABBES hervorragender Bedeutung überzeugt war und ihn auf jede Weise zu fördern suchte, einen kleinen Gehalt. Seine Ernennung zum außerordentlichen Professor erfolgte 1870, die zum ordentlichen Honorarprofessor 1877.

Ende der sechziger Jahre schon hatte ABBE begonnen, dem Jenaer Universitätsmechaniker CARL ZEISS bei dessen auf Konstruktion und Verbesserung der Mikroskope gerichteten Bemühungen behilflich zu sein. Dieses Zusammenarbeiten wurde ein immer engeres, auch der äußere Erfolg stellte sich bald ein, und 1875 trat ABBE als stiller Gesellschafter in das Unternehmen. Auf Grund dieser inneren und äußeren Bindung schlug er im gleichen Jahre die Berufung als Ordinarius nach Marburg und etwas später eine ihm von HELMHOLTZ angetragene Stelle als Mitleiter des neu zu errichtenden physikalischen Instituts in Berlin aus; auch die in Jena für Physik errichtete ordentliche Professur glaubte er nicht annehmen zu dürfen. Die ihm durch den Lehrauftrag für Mathematik, Physik und Astronomie und (seit 1877)

die Leitung der Sternwarte obliegenden Pflichten erfüllte ERNST ABBE bis 1889, wo auf seinen Wunsch für beide Stellen Nachfolger ernannt wurden. Von dieser Zeit an hielt ABBE nur noch gelegentlich Vorlesungen. Vorwiegend widmete er seine Kräfte seit Anfang der siebziger Jahre den auf das Emporblühen der Optischen Werkstätte gerichteten und durch deren Wachstum bedingten wissenschaftlichen, technischen und organisatorischen Aufgaben. 1881 trat ERNST ABBE mit dem Glashüttentechniker Dr. OTTO SCHOTT in Witten wegen Beschaffung neuen Materials für die praktische Optik in Beziehung; dieses Verhältnis wurde ebenfalls bald ein engeres und 1882 siedelte SCHOTT nach Jena über, um zunächst auf seine und ABBEs private Kosten die begonnenen Versuche energischer zu fördern. Nach deren Gelingen wurde 1884 von ABBE, SCHOTT und ZEISS das sog. „Glastechnische Laboratorium SCHOTT und Genossen“ gegründet, das in den ersten beiden Jahren seines Bestehens von der preußischen Regierung im allgemeinen Staatsinteresse Beihilfe erhielt, von da an aber auf eigenen Füßen stand.

Ende 1888 starb Dr. CARL ZEISS, Ende 1889 trat sein 1879 als Mitteilhaber in die Firma eingetretener Sohn Dr. RODERICH ZEISS von der Leitung des Unternehmens zurück und ABBE blieb bis 1891 alleiniger Leiter. In der Zwischenzeit, von 1889 bis 1891, wurden die Unterhandlungen betrieben, die dazu führten, daß am 1. Juli 1891 die von ERNST ABBE schon 1886 geplante, im Mai 1889 errichtete „CARL ZEISS-Stiftung“ [1]) alleinige Inhaberin

---

[1]) Die Zwecke der Carl Zeiss-Stiftung sind nach den grundlegenden Bestimmungen des ihr von ABBE gegebenen, im Sommer 1896 veröffentlichten Statutes die folgenden:

„A. Pflege der Zweige feintechnischer Industrie, welche durch die Optische Werkstätte und das Glaswerk unter Mitwirkung des Stifters in Jena eingebürgert worden sind, durch Fortführung dieser Gewerbsanstalten unter unpersönlichem Besitztitel; im besonderen:

„Dauernde Vorsorge für die wirtschaftliche Sicherung der genannten Unternehmungen sowie für Erhaltung und Weiterbildung der in ihnen gewonnenen industriellen Arbeitsorganisation — als der Nahrungsquelle eines zahlreichen Personenkreises und als eines nützlichen Gliedes im Dienste wissenschaftlicher und praktischer Interessen; Erfüllung größerer sozialer Pflichten, als persönliche Inhaber dauernd gewährleisten würden, gegenüber der Gesamtheit der in ihnen tätigen Mitarbeiter, behufs Verbesserung ihrer persönlichen und wirtschaftlichen Rechtslage.

„B. Förderung allgemeiner Interessen der oben genannten Zweige feintechnischer Industrie im eigenen Wirkungskreis der Stiftungsbetriebe wie

der Optischen Werkstätte und Mitinhaberin des Glaswerkes von SCHOTT und Genossen wurde. Der Stiftung übermittelte ERNST ABBE 1891 sein ganzes Vermögen bis zur gesetzlich zulässigen Grenze und behielt sich fürderhin nur die Stellung des „Bevollmächtigten der CARL ZEISS-Stiftung“ und eines „Mitgliedes der Geschäftsleitung“ vor.

Diese Funktionen übte ABBE bis Ostern 1903 aus. Praktisch am 1. April 1903 (offiziell erst im September desselben Jahres) legte er diese Ämter nieder, um nach der erhofften Wiederherstellung seiner durch Überanstrengung stark geschädigten Gesundheit sich für den Rest des Lebens einem „otium cum dignitate“, d. h. von geschäftlicher Verantwortung freier wissenschaftlicher Arbeit zu widmen. Jene Hoffnung erfüllte sich jedoch nicht, zunehmende Lähmung behinderte ihn mehr und mehr in jeder Betätigung und am 14. Januar dieses Jahres trat der Tod ein.

E. ABBE hatte sich 1871 mit der jüngsten Tochter K. SNELLS verheiratet; der Ehe sind zwei Töchter entsprungen, von denen die ältere an einen Gymnasiallehrer in Jena, die andere an einen Arzt in Weimar verheiratet ist.

I.

ABBE als wissenschaftlicher Forscher und Universitätslehrer.

Fassen wir also, unserm Programm gemäß, zuerst die Laufbahn E. ABBEs als akademischen Lehrers und Forschers vor der Zeit seiner Verbindung mit CARL ZEISS ins Auge. An dieser Tätigkeit und an der Stellung, dem Charakter als Mitglied des akademischen Lehrkörpers, kurz gesagt, als Professor, hing E. ABBE Zeit seines Lebens mit der ganzen Innigkeit einer Jugendliebe. Es war mir manchmal fast, als wenn ein heimliches Gelübde der Treue für ihn vorgelegen hätte, das ihn abhielt, trotz den enormen, aus seiner Verbindung mit einem (später zwei) industriellen Unternehmen erwachsenden Schwierigkeiten, die

außerhalb desselben; Betätigung in gemeinnützigen Einrichtungen und Maßnahmen zugunsten der arbeitenden Bevölkerung Jenas und seiner nächsten Umgebung; Förderung naturwissenschaftlicher und mathematischer Studien in Forschung und Lehre.“

Tätigkeit als Dozent an der Universität und überhaupt den äußeren und inneren Zusammenhang mit dieser aufzugeben. Die ganze Atmosphäre der Universität sagte ABBE im Grunde zu. Wiederholt betonte er seine Sympathien mit der freien selbständigen Verfassung der deutschen Universitäten, für deren ungeschmälerte Erhaltung er zu seinem Teil nach Kräften eintrat, mit der ungebundenen, mehr durch Ehrenpflichten als durch äußeren Zwang vorgezeichneten Stellung der Dozenten; wiederholt gedachte er dankbar der reichen Anregung, die ihm aus dem Verkehr mit geistig hochstrebenden Kollegen in den verschiedenen Wissensdisziplinen nicht nur für seine allgemeine Ausbildung, sondern auch für die Pflege seiner späteren Sonderinteressen erwuchs, und pries den wohltätigen Zwang des Haltens von Vorlesungen, die die Aufmerksamkeit des Dozenten in wechselnder Folge mannigfachen Gegenständen zuwenden, so vor Vereinseitigung bewahrend, und ihn nötigen, die betreffenden Gebiete im Zusammenhang anderen und damit sich selbst darzustellen und zu vergegenwärtigen. Es mag sonderbar klingen von einem Manne, dessen offensichtliche Leistungen so überwiegend auf anderen mehr praktischen Gebieten liegen, aber allem Anschein nach fühlte sich E. ABBE bis zuletzt im Grunde als Gelehrter, als deutscher Professor, sah er seine Verbindung mit industriellen Unternehmungen als eine mehr durch die äußeren Umstände herbeigeführte, erzwungene Entfremdung von seinem ursprünglichen und eigentlichen Berufe an, dem er sich auf kürzere Zeiten wieder zuwendete, so oft es die Gelegenheit nur erlaubte, und dem er sich wieder ganz hingeben wollte, sobald er das irgend mit den einmal gegen jene übernommenen Pflichten vereinbar hielt — leider zu spät, wie ich vorhin schon erwähnt habe.

Auch die besondere Verknüpfung der im Grunde doch ganz aus seinen Mitteln schöpfenden CARL ZEISS-Stiftung mit der Universität Jena, für die sie mit ihren reichen Zuwendungen zur Dotierung von Lehrstellen, zum Bau und zur Erhaltung von Instituten usw. in letzter Zeit materiell die Bedeutung eines „fünften Erhalterstaates“ [1]) gewonnen hat — auch der besondere Nachdruck, den E. ABBE auf diese Seite der Wirksamkeit der Stiftung

[1]) Die Jenaer Universität wird von den Staaten S.-Weimar, S.-Altenburg, S.-Koburg-Gotha und S.-Meiningen erhalten.

legte, schien mir stets der Ausdruck eines Gefühls innerer Verpflichtung gegenüber der alma mater: als wenn E. ABBE der Wissenschaft nun wenigstens in dieser Form, durch Gewährung äußerer Hilfsmittel aller Art, einen Teil der Schuld hätte abtragen wollen, in die er sich versetzt glaubte durch ungenügende Erfüllung der Verpflichtung zur Bereicherung ihres eigentlichen Stoffes und Inhalts. Zum mindesten gebührte nun offenbar nach seiner Auffassung der Wissenschaft ein erheblicher Teil der Früchte derjenigen Tätigkeit, um derentwillen er sie selbst vernachlässigte.

Und ganz so unerheblich waren auch die Leistungen E. ABBEs auf rein wissenschaftlichem Gebiete doch nicht, wenn sie auch stark zurücktraten gegen seine übrigen und namentlich bald mehr und mehr auf ein relativ enges Arbeitsfeld sich beschränkten.

Ich muß mir hier jedes nähere Eingehen auf die einzelnen Arbeiten natürlich versagen. Diese werden in einigen Monaten als Folge der bereits erschienenen „Abhandlungen über die Theorie des Mikroskops“ (Jena, G. Fischer, 1904) gesammelt erscheinen und dann bequemer als jetzt jedermann eine Würdigung ihres Inhaltes gestatten. Nach der Dissertation über die „Erfahrungsmäßige Begründung des Satzes von der Äquivalenz zwischen Wärme und mechanischer Arbeit“, die bereits interessante Ansätze zu später von anderen fruchtbar weitergeführten Betrachtungen zeigt, zeitigte die vorübergehende Tätigkeit als Assistent an der Göttinger Sternwarte (im Sommer 1861) den im Jahresbericht des Frankfurter Physikal. Vereins von 1861/62 veröffentlichten „Vorschlag zu einer veränderten Einrichtung der Meridianinstrumente“, der neben bemerkenswerter Erfindungsgabe von einer erstaunlichen Vertrautheit mit den technischen Bedingungen der Ausführbarkeit von Konstruktionen zeugt. Es mag interessieren, daß als letzter, allerdings mehr nebensächlicher, Vorschlag hier gemacht und diskutiert wird der eines ruhenden horizontalen Fernrohres mit davor gelagertem parallaktisch (nach Art eines Heliostaten) montiertem Spiegel, also des Instrumentes, das als einer der „clous“ der Pariser Weltausstellung von 1900 — „la lune à un mètre“ — angeblich eine ganz neue Idee verwirklichte, die in Wahrheit demnach bereits fast 40 Jahre alt war.

Der Ausbildung astronomischer Beobachtungsmethoden und Einrichtungen sind dann noch mehrere Arbeiten gewidmet, und ihnen — neben den astrophysikalischen Methoden und Resultaten — war das Interesse E. ABBEs an der Astronomie fast allein zugewandt. Die weitgehende und für die anderen exakten Naturwissenschaften geradezu vorbildliche Ausbildung ihrer Beobachtungsverfahren, die strenge Kritik der Beobachtungsmittel, d. i. der Instrumente in bezug auf die von ihnen eingeführten verschiedenen möglichen Fehlerquellen, wie sie F. W. BESSEL eingebürgert hatte, die Ermittelung der Beobachtungsergebnisse und die Diskussion ihres Wahrscheinlichkeitsgrades nach der von GAUSS ausgebildeten Methode der kleinsten Quadrate — das vor allem war es, was E. ABBE von Anfang an und dauernd zur Astronomie hinzog. Einen Beitrag zur letztgenannten Methode gab seine Habilitationsschrift „Über die Gesetzmäßigkeit in der Verteilung der Fehler bei Beobachtungsreihen", und ähnliche Themata behandelten mehrere spätere, teils von ihm, teils von seinen Schülern ausgehende schriftliche und mündliche Mitteilungen, wegen deren ich auf die bevorstehende Publikation verweisen muß. Diesem Interesse zuliebe hatte E. ABBE noch 1877 auf Drängen des damaligen Universitätskurators SEEBECK das Direktorat der sehr in Verfall geratenen Jenaer Universitätssternwarte übernommen, die er alsbald soweit als möglich restaurieren ließ, später aber aus eigenen Mitteln durch eine besser eingerichtete neue ersetzte. Gerade im letzten Jahrzehnt seines Lebens wandte er diesen Interessen wieder erneut seine Aufmerksamkeit zu und begann die Ausführung seines lange gehegten Planes eines festen, auf Fels gelagerten und in die Tiefe der Erde sich erstreckenden Zenitteleskopes zur Beobachtung der Schwankungen der Polhöhe auf astronomischem Wege unter gleichzeitiger Kontrolle der Änderungen der Gravitationsrichtung nach einem von ihm ad hoc ausgebildeten Interferenzverfahren. Und ebenso war eine seiner letzten konstruktiven Bemühungen außerhalb des Gebietes der Optik auf die Schaffung eines neuen, den modernen Riesendimensionen besser angepaßten Typus der Montierung großer Refraktoren gerichtet.

Von den wissenschaftlichen optischen Arbeiten wird nachher näher zu sprechen sein. Aber ich möchte eine allgemeine

Bemerkung über diese Seite in E. ABBE hier schon einflechten: E. ABBE war moderner Physiker, oder allgemeiner gesagt exakter Naturforscher durch und durch, im innersten Grunde seines geistigen Wesens. Er zeigte den Stempel dieser Denkweise unverkennbar auch auf den anderen Gebieten seines Schaffens, mochte sie dort Vorzüge oder daneben auch Schattenseiten aufweisen. Ich rechne dahin den starken, bei jeder Gelegenheit bemerkbaren Drang, die Beurteilung eines Einzelfalles aus anerkannten allgemeinen Prinzipien streng abzuleiten, dieses Bedürfnis zur Deduktion und Subsumtion; dem exakten Naturforscher in ABBE zuzuschreiben ist meines Erachtens auch eine seiner hervorstechendsten Eigenschaften: die Unerbittlichkeit, mit der er die praktischen Konsequenzen aus einer einmal gewonnenen, ihm genügend begründet scheinenden Einsicht zog. Wie ein Naturforscher verächtlich zugleich und lächerlich sich machen würde, der einen Versuch auszuführen unterließe, dessen theoretisch voraussehbares Ergebnis Widersprüche gegen gewohnte Vorstellungen oder dergl. erwarten läßt, so schien es ABBE auch im praktischen Leben unmöglich, nicht überall die volle Konsequenz der Überzeugungen zu ziehen, zu denen ihn sorgfältiges Nachdenken einmal geführt hatte — was auch immer die Folgen für andere und ihn selbst sein mochten. Aus dieser Gedankenrichtung heraus ist verständlich, warum die Selbstentäußerung von dem Eigentum an den von ihm mit soviel Arbeit und Mühe zu hoher Blüte gebrachten industriellen Unternehmungen und — was für ihn sehr viel mehr bedeutete — der freiwillige Verzicht auf Selbständigkeit der Stellung in diesen Unternehmungen, die teilweise Unterordnung unter Organe einer Regierung, die er in mehreren Punkten offen bekämpfte — warum bei alledem ABBE ebenso sehr innerster Notwendigkeit folgte, wie ein Naturforscher, dem die allseitige Diskussion einer Theorie die Möglichkeit eines „experimentum crucis" gezeigt hat, sich zur Anstellung dieses Experimentes stets unwiderstehlich gedrängt fühlen wird.

Über die wissenschaftlichen Leistungen E. ABBEs auf diesem wie auf anderen Gebieten geben aber seine Publikationen nur ein sehr unzulängliches Bild. Ich habe in der Vorrede zum ersten Bande seiner Gesammelten Abhandlungen (s. o.) angedeutet, welche

Umstände seit der Verknüpfung E. ABBEs mit dem ZEISSschen Betriebe publikationshindernd gewirkt haben: daß er zwar grundsätzlich von jeher den Standpunkt einnahm — und selbst geschäftliche Rücksichten oft gegen ihn zurücktreten ließ — daß es eine Pflicht jedes geistig Produzierenden sei, seine Arbeiten der Mitwelt bekannt zu geben, weil ohne solche Publikationen jeder Fortschritt in der Wissenschaft aufs äußerste erschwert wäre. In der Wirklichkeit aber überwog über die Pflicht zum Publizieren der Drang, etwas zu schaffen, sei dies nun selbst rein wissenschaftlicher Natur, seien es die zahlreichen, auf andere Ziele gerichteten Bemühungen und die hieraus erwachsenden Pflichten, deren Erfüllung naturgemäß stets einen sehr viel dringlicheren Charakter hatte, als jene Publikationspflicht. Das Motiv, das bei so vielen anderen zur Publikation mitdrängen hilft, und das an sich durchaus nicht tadelnswert ist: der Wunsch, anderen zu zeigen, was man geleistet hat, also ein gewisses Maß von Eitelkeit, fehlte bei ihm gänzlich. So ist es gekommen, daß er gerade von seinen wichtigsten Arbeiten entweder auf Drängen wissenschaftlicher Freunde allenfalls noch selbst eine „kurze Zusammenstellung der hauptsächlichsten Resultate“ veröffentlicht, oder nur anderen in Gestalt von Notizen, Briefen oder Vorträgen das Material zu natürlich stets viel unzulänglicheren Darstellungen geliefert hat (DIPPEL, CZAPSKI, LUMMER), oder endlich sich auf summarischen mündlichen Bericht vor der Jenaer Ges. f. Med. u. Natw. oder gegenüber den nächsten Freunden beschränkt hat.

So blieb die schon 1871 unter Angabe der Verlagsfirma als „demnächst erscheinend“ angekündigte „Schrift über die Theorie der optischen Instrumente“ leider ungeschrieben (nur ein Blatt mit den Kapitelüberschriften fand ich gelegentlich in ABBEs Papieren). Die so äußerst wichtige, scharfsinnige Abhandlung „über die Bestimmung der Lichtstärke optischer Instrumente“ vom Jahre 1871 blieb Torso, die 1873 ebenfalls als „demnächst erscheinend“ bezeichnete „detaillierte Mitteilung“ seiner grundlegenden Studien über die Theorie des Mikroskopes und der mikroskopischen Wahrnehmung blieb nicht nur damals ungeschrieben, sondern auch später (1880), als sehr scharfe Angriffe eines Mikroskopikers (ALTMANN) ihm zur Abwehr die Feder in die Hand gedrückt hatten und er es „bei der bloßen Abwehr

nicht bewenden lassen, sondern den Anlaß zu einer geschlossenen Darstellung seiner diesbezüglichen theoretischen und experimentellen Arbeiten wahrnehmen" wollte — auch da kommt er nicht über einen ernstlichen Anlauf hinaus: nachdem sechs Bogen gedruckt sind, nimmt das inzwischen mit O. SCHOTT gemeinsam begonnene Unternehmen der Herstellung neuer optischer Gläser Gedanken und Kräfte allzusehr gefangen, die begonnene Darstellung erscheint auch als zu breit angelegt — kurz, sie wird nach einigem Zaudern eingestampft und taucht nicht wieder auf. Ähnliche Schicksale erfuhr der letzte Versuch einer streng mathematischen Darstellung der „allgemeinen Diffraktionstheorie", von dem noch die Rede sein wird.

Was die Form der zustande gekommenen Darstellungen betrifft, so stimmen wohl alle Leser darin überein, daß die meisten davon geradezu mustergültig sind. Namentlich, wenn die Möglichkeit gegeben war, ein Thema erschöpfend zu behandeln, wie z. B. in „Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungs- und Zerstreuungsvermögens fester und flüssiger Körper", gewährt die Klarheit und Folgerichtigkeit der Entwickelungen und die übersichtliche Anordnung des Stoffes geradezu einen ästhetischen Genuß. In anderen Fällen führte freilich der Versuch und das Bestreben, relativ komplizierte Verhältnisse und Vorgänge einem für das Verständnis solcher wenig vorgebildeten Publikum darzulegen (ABBE hatte meist als Leser mehr die praktischen Mikroskopiker als die Physiker und Mathematiker vor Augen) — zu allzu großer Breite der Darstellung und, wie wir gesehen haben, war diese Breite für ABBE selbst dann manchmal ein Hindernis für die Fortsetzung und Beendigung der Publikation.

Welche Umstände publikationshindernd waren in der Zeit, in der die später entstandenen äußeren Hemmungen noch nicht wirksam waren, also in den Jahren nach der Habilitation — bei so vielen anderen den fruchtbarsten — habe ich nicht ganz ergründen können. Die Lehrverpflichtungen, wenn auch etwas umfangreicher Natur, können keinen genügenden Gegengrund abgeben, und daß diese Zeit wissenschaftlicher Produktion nicht ermangelte, weiß ich aus ABBES eigenem Munde: Untersuchungen auf dem Gebiete der synthetischen Geometrie und der Mechanik, „die in ähnlicher Art später von anderen angestellt und ver-

öffentlicht worden sind", nannte ABBE auf direktes Befragen. Aber noch viel mehr zeugte dafür bei einem so glaubwürdigen Manne wie ABBE der später bei irgend welchen neu auftauchenden Fragen, seien diese nun theoretischer oder experimenteller Natur gewesen, so häufige Hinweis ABBEs darauf, daß er die Antworten darauf „schon damals" gefunden habe.

Von erstaunlicher Vielseitigkeit war die von E. ABBE namentlich während der ersten beiden Jahrzehnte seiner Dozentur entwickelte Lehrtätigkeit. Für das gesamte Gebiet der Mathematik, der theoretischen und experimentellen Physik, Geodäsie und Astronomie waren zur Zeit von ABBEs Habilitation im Ganzen nur zwei Lehrkräfte vorhanden: sein Lehrer, Freund und späterer Schwiegervater K. SNELL als Ordinarius und H. SCHÄFFER als Extraordinarius, der erstere mit vorwiegend philosophischen, der letztere mit anerkennenswerten didaktischen Interessen begabt (vgl. den Nachruf auf H. SCHÄFFER von E. ABBE in Bd. II der Ges. Abh.). Unter dem starken und nachhaltigen Eindruck der Vorlesungen BERNH. RIEMANNs und WILH. WEBERs begann ABBE die von diesen vorgenommenen Neuerungen im mathematischen und physikalischen Unterricht auch in Jena heimisch zu machen: den letzteren durch praktische Übungen zu ergänzen, ersteren durch Vortrag der modernen Funktionentheorie zu vertiefen, ferner dem Mangel an Vorlesungen über die Hauptfächer der theoretischen Physik abzuhelfen und auch der von SNELL vorgetragenen Mechanik ein neues Gewand zu geben. So sehen wir in den Jahren 1863 bis 1889 von E. ABBE angekündigt: von mathematischen Fächern: Theorie der Funktionen einer komplexen Variablen, Elliptische Funktionen, Bestimmte Integrale, Analytische Geometrie, ja selbst wiederholt Algebraische Analysis und Zahlentheorie; von mathematisch-physikalischen: Mechanik, Theorie der Gravitation, der Elektrizität und des Magnetismus (Potentialtheorie), Elektrodynamik, Absolute Maße, ferner Methode der kleinsten Quadrate, Theorie der Instrumente (allgemein), Geographische Ortsbestimmungen, Physikalische und astronomische Übungen, auch wiederholt Experimentalphysik (wahrscheinlich in Vertretung SNELLs, der damals Landtagsabgeordneter war).

In den siebziger Jahren treten die Vorlesungen über optische

Fächer (Dioptrik, Theorie der optischen Instrumente, Analytische Optik usw.) hinzu, während die rein mathematischen nach Berufung eines anderen vollwertigen Mathematikers (J. THOMAE) wegfallen. Auch die Zahl der Vorlesungsstunden geht von dem anfänglichen Normalbetrag von acht bis zwölf pro Woche allmählich auf sechs und vier herunter.

Welchen Wert ABBE den Vorlesungen für sein eigenes wissenschaftliches Leben beilegte, ist schon oben angedeutet, und es wird später noch ein Beispiel dafür zu geben sein. Welche Bedeutung sie für die Zuhörer, die Studierenden, hatten, darüber geben die Zeugnisse dieser aus verschiedenen Perioden der Lehrtätigkeit ABBEs Auskunft. Nach der launigen Darstellung, die einer der frühesten Zuhörer (der jetzige Redakteur an der Vossischen Zeitung) Dr. LUDWIG OLDENBURG aus Anlaß des Ablebens ABBEs veröffentlicht hat, hatte ABBE anfangs in hohem Maße mit der Form der Darstellung zu kämpfen, setzte zu viel bei seinen Zuhörern voraus, übersprang notwendige Zwischenglieder und dergleichen; er wurde darin angeblich von seinen eigenen Schülern auf den richtigen Weg gebracht. Später wurde anerkannt — und das gleiche kann ich nach meiner eigenen Erfahrung aus den Jahren 1884 bis 1893 bezeugen — daß zwar der Vortrag oft nicht ganz glatt, die Sprechweise manchmal stockend, nach dem richtigen Ausdruck erst suchend war. Aber der gedankliche Aufbau des Stoffes war von durchsichtiger Klarheit, in didaktischer Beziehung vortrefflich disponiert und selbst die Form im einzelnen erwies sich nach übereinstimmendem Urteil aller in dem Niederschlag einer Nachschrift, von den Schlacken des unmittelbaren Sprechens befreit, als tadellos, man könnte beinahe sagen: druckfertig. Entsprechend den Bedürfnissen der Studierenden an einer so kleinen Universität wie Jena war die Behandlungsweise im allgemeinen verhältnismäßig elementar und das Voranschreiten in der Entwickelung ziemlich langsam. Hatte man sich erst einmal an die oft etwas hastige, bald sich überstürzende, bald stockende Sprechweise gewöhnt, so fesselte die Begeisterung, mit der auch der sonst scheinbar trockenste Gegenstand von ABBE in interessante Beleuchtung gerückt wurde, die dafür Empfänglichen in den akademischen Vorträgen wie bei anderen Gelegenheiten in höchstem Maße und riß unwiderstehlich mit fort.

II.

Ernst Abbe als Reformator der technischen Optik.

Wir kommen nun zu dem, was unzweifelhaft den Hauptinhalt von Abbes fachlichen Leistungen bildet und insgesamt veranlaßt wurde durch sein Zusammenwirken mit der Jenaer Optischen Werkstätte. Es liegt mir fern, dieses Zusammenwirken selbst in seinen einzelnen Phasen und direkten wie indirekten Ergebnissen hier schildern zu wollen. Wer sich dafür interessiert, findet die nötige Auskunft in der Schrift seines Nachfolgers auf dem Lehrstuhl für theoretische Physik an der Jenaer Universität, Felix Auerbach (Das Zeiss-Werk und die Carl Zeiss-Stiftung in Jena. 2. Aufl. Jena, G. Fischer, 1904). Ich möchte vielmehr versuchen, den organischen Zusammenhang, in dem die verschiedenen Leistungen Abbes auf diesem Gebiete miteinander und zu der Aufgabe selbst stehen, etwas deutlicher hervorzuheben, als bisher wohl von anderer Seite geschehen ist.

E. Abbes Neigung zur Technik offenbarte sich schon in früher Jugend und fand während der Schulzeit Nahrung durch den Verkehr im Hause eines „Erfinders“, des Stadtrichters Trunk in Eisenach, der im glücklichen Besitz einer kleinen mechanischen Privatwerkstätte war und hier den geweckten Knaben, an dem er offenbar Gefallen gefunden hatte, in den elementaren mechanischen Fertigkeiten unterwies und sich üben ließ. Fortsetzung fanden diese Studien zunächst in Göttingen bei dem bekannten Mechaniker Dr. Meyerstein, dem damaligen „Inspektor“ der Sternwarte, an der Abbe ja eine Zeitlang Assistent war. Für den Dozenten der Physik in Jena war dann die Beziehung zum „Universitätsmechaniker“ — und das war damals eben Carl Zeiss — eine natürlich gegebene: die Experimentalvorlesung, die praktischen Übungen, die eigene Forschung mußten immer wieder auf diese Stelle hinweisen, auch wenn die eigene Neigung weniger stark gewesen wäre. Dieser folgend arbeitete Abbe in der Zeissschen Werkstätte außerdem noch wiederum praktisch an der Drehbank und „verkehrte“ in dieser Werkstatt, zwanglos beobachtend und teilnehmend an dem, was in ihr sich ereignete.

Carl Zeiss hatte sich damals bereits seit längerem das Mikroskop als Spezialinstrument erwählt, und hatte es auch zu achtungswerten Erfolgen in dessen Bau gebracht. Die Werkstätte war äußerlich gewachsen und innerlich, in ihren technischen Einrichtungen, namentlich auf optischem Gebiete, mehr und mehr vervollkommnet worden. Ein Stab geschulter Arbeiter stand zur Verfügung.

Aber Carl Zeiss war von dem Erreichten innerlich nicht befriedigt. Er muß ein wirklich weitblickender und geradezu wissenschaftlich denkender Mann gewesen sein. (Ich habe ihn erst in den letzten Jahren vor seinem Tode persönlich kennen gelernt, als bereits die Zeichen der senilen Degeneration bemerkbar waren.) Ihm verursachte die ganze Art und Weise, die Methode, nach der man optische Systeme, insbesondere Mikroskopobjektive, dazumal baute, Mißbehagen.

Der Grundzug dieser Methode war allerdings das gerade Gegenteil von wissenschaftlich: ein Optiker, der ein gewisses System zu bauen vorhatte, suchte sich vor allem ein diesem möglichst nahestehendes, anerkannt gutes, aus einer anderen Werkstätte zu verschaffen und kopierte dieses so genau als möglich, Linse für Linse und Fläche für Fläche. Sollte die Brennweite etwas anders ausfallen, als die des Musterstückes, so half allerdings die „Theorie“ — aber mehr eine geometrische als optische — nämlich dazu, alle Maße proportional zu verändern. Da aber die verfügbaren Gläser mit denen des Originals niemals ganz übereinstimmten, und da auch die Krümmungen und Abstände infolge ungenauer Messung des Originals oder der eigenen Arbeitsmittel stets von den beabsichtigten etwas abwichen, so differierte schließlich auch das Produkt und damit die Bildqualität mehr oder minder von der erwarteten: zuweilen war sie infolge aller dieser Abweichungen unwillkürlich verbessert — und dann verzeichnete man freudig einen Fortschritt in der mikroskopischen Optik. Meist war sie natürlich verschlechtert, und dann begann man durch praktische Änderungen der verschiedenen Elemente des Systems: Glasarten, Krümmungen, Abstände, ein mehr oder minder planmäßiges „Korrigieren“, für das es eine Anzahl (meist als Fabrikgeheimnis ängstlich gehüteter) Erfahrungsregeln gab, und für dessen Erfolg, in den einzelnen Stadien wie im Endergebnis,

die unmittelbare Beobachtung des vom System gelieferten Bildes empfindlicher, sogenannter „Test"-objekte den einzigen Maßstab bildete.

Es ist ohne weiteres klar, wie sehr bei dieser „Methode" der ganze Erfolg abhängt von der Disposition des Arbeitsleiters, und diese war für jedes einzelne Exemplar zu geben; denn nach den allgemein herrschenden Arbeitsmethoden war auch die Herstellung zweier praktisch identischer Exemplare eines Systems, mit den gleichen Arbeitsmitteln und von denselben Arbeitern hergestellt, nicht zu gewährleisten.

Erstaunlich bleibt in Wahrheit die Kunst (und die Ausdauer muß man hinzufügen), mit der — abgesehen von den ziemlich unerheblichen theoretischen Leistungen einzelner — allein nach dieser Methode der ganze so außerordentlich bedeutende Fortschritt in der mikroskopischen Optik, von ihren ersten Anfängen bis auf Plössl und Hartnack, erzielt worden war, mit der der ganze so komplizierte Konstruktionstypus immer wieder umgewandelt worden ist, bis er schließlich Formen erhielt, die für die allein verfügbaren Materialien (Gläser) je nach der verlangten Leistung wirklich die zweckmäßigsten waren — eine Art „Anpassungsvorgang" auf dem Gebiet der Technik.

Es fehlte also bei den praktischen Optikern dieses Gebietes, wie bei den Benutzern und den berufenen Interpreten, den Physikern, durchweg an der strengen erschöpfenden Einsicht in die Abhängigkeit der einzelnen Funktionen des Instrumentes von den Elementen, aus denen es zusammengesetzt ist — geschweige, daß jemand imstande gewesen wäre, diese Elemente einem klar hingestellten Zweck entsprechend theoretisch zu bestimmen. Ja noch mehr, man hielt eine solche Vorausbestimmung, „Berechnung", von Mikroskopobjektiven wegen des komplizierten Aufbaues dieser nicht nur für ungemein schwierig, ja fast unmöglich — die angesehensten und einsichtsvollsten wissenschaftlichen Vertreter des Faches hielten solche Arbeit, selbst wenn sie gelänge, für praktisch gänzlich wertlos, weil (und das wurde noch behauptet und geglaubt zu einer Zeit, wo es durch die Tatsachen längst die Widerlegung gefunden hatte) es doch nicht möglich sei, bei der Kleinheit der Mikroskoplinsen und eben der großen Zahl der zu einem einzigen System gehörigen Teile dieses System

dann auch wirklich genau genug in allen Stücken der Rechnung gemäß zu gestalten.

Man kann ohne Übertreibung sagen: die damaligen Optiker, Mikroskopiker und Physiker wußten selbst gar nicht, wie wenig sie vom Mikroskop wußten.

CARL ZEISS nun, der bei der Fabrikation von Mikroskopen ganz ebenso verfahren war wie die anderen, war von diesem Zustande der Dinge, wie gesagt, wenig befriedigt. Er glaubte nun einmal an die Möglichkeit, daß auch dieses Feld der Optik, wie es zu Anfang des Jahrhunderts für das Fernrohr, namentlich durch JOS. FRAUNHOFER, geschehen war, eben damals für das photographische Objektiv durch J. PETZVAL und A. STEINHEIL geleistet wurde — sich wissenschaftlich vollständig begreifen und beherrschen lassen müsse, und dann mit weniger Kraftverschwendung als bis dahin, mit weniger blindem Herumtappen die gleichen, ja bessere Resultate sich würden erzielen lassen.

Die eigenen theoretischen Fähigkeiten, soweit er sich auch bemüht hatte, sie auszubilden, mußte er für diese Aufgabe bald als unzureichend erkennen. Ein mit einem Mathematiker (F. W. BARFUSS) früher unternommener Versuch des Zusammenarbeitens war fehlgeschlagen, hatte keinen Fortschritt gezeitigt. Ohne sich dadurch entmutigen zu lassen, im Vertrauen auf die Sache und wohl nicht minder auf die Person, wagte ZEISS einen zweiten Versuch in der gleichen Richtung mit E. ABBE zu machen. Den besonderen Anlaß dazu bot der Umstand, daß damals ein neuer bedeutender Fortschritt in der Mikroskopoptik gemacht war: die Einführung der Wasser-Immersionssysteme durch ED. HARTNACK, und diesem Fortschritt vermochte ZEISS, der nicht in demselben Grade praktischer „Künstler" war, wie mancher andere, nach der alten Methode nicht mehr zu folgen.

E. ABBE war für die Lösung der Aufgabe durchaus nicht spezifisch vorgebildet: abgesehen davon, daß er eine Vorlesung bei einem der besten damals lebenden Kenner der geometrischen Optik, J. LISTING in Göttingen, gehört und natürlich sorgfältig ausgearbeitet hatte, verfügte er nur über das gewöhnliche Rüstzeug des Mathematikers und Physikers, und dieses war, wie bemerkt, was die Kenntnis des wahren Sachverhaltes betrifft, äußerst unvollständig, ja geradezu unzutreffend. Vielleicht war es

gut, daß auch er zu Beginn seiner Arbeit gar nicht ahnte, wie viel noch zu tun sei; vielleicht war auch, wie F. AUERBACH sehr treffend bemerkt, die mangelnde spezielle Vorbildung ein besonders günstiger Umstand, weil sie ihn das Problem unbefangen beurteilen und angreifen ließ.

In der Tat, eine Fülle von Aufgaben war angesichts solcher Sachlage zu lösen — Aufgaben, die E. ABBE in unermüdlicher stiller Arbeit anfangs allein und lange ohne jede Hilfe, sei es von Mitarbeitern, sei es auch nur einer belangreichen Literatur, teils vollständig gelöst, teils der Lösung nahegeführt hat. Und oft genug ist es doch schon ein großes, eigenartiges Verdienst, das Problem richtig gestellt, ja auf das früher übersehene Vorhandensein eines solchen hingewiesen zu haben. Daß diese Arbeiten sich nicht auf das Mikroskop beschränkten, sondern auf das ganze Bereich der optischen Instrumente gingen, war bei einem so weitblickenden Mann, wie E. ABBE, selbstverständlich. Das Mikroskop bot nur den ersten Anlaß zu seinen Untersuchungen und oft auch den schwierigsten Prüfstein auf die Richtigkeit der Ergebnisse.

Ich kann hier nur die wichtigsten nennen und auch sie nur kurz skizzieren:

Nach allgemeiner, bis jetzt im wesentlichen bewährt gefundener Anschauung gewährt ein optisches Instrument desto schärfere Bilder, je vollkommener die von den einzelnen Punkten des Objektes ausgehenden Strahlen in den entsprechenden des Bildes wieder vereinigt werden.

Das Bemühen jedes Optikers ist daher in erster Linie hierauf, auf die möglichste Beseitigung der Aberrationen, gerichtet. Das geschieht bekanntlich dadurch, daß man dem betreffenden Linsensystem einen erheblich komplizierteren Aufbau gibt als nötig wäre, um bloß die vorgeschriebene Grundwirkung (Brennweite, Vergrößerung) zu erzielen, und die Elemente des Systems (Glasarten, Radien, Abstände usw.) den in bezug auf die Strahlenvereinigung zu erfüllenden Bedingungen gemäß wählt.

Eine der ersten Aufgaben desjenigen, der Systeme nach Rechnungen konstruieren will, ist also, den Einfluß, den die Wahl jener Elemente in dieser Hinsicht hat, einer möglichst vollständigen Diskussion zu unterwerfen.

Sind die Anforderungen an die Leistung eines Instrumentes, als seine (relative) Öffnung und die Ausdehnung seines Bildfeldes, beide nur verhältnismäßig gering, so können Reihenentwickelungen der verschiedenen Bildfehler bei niedrigen Potenzen jener Größen abgebrochen werden und geben in geschlossenen Ausdrücken den gesuchten Einfluß der Elemente des Systems auf die Qualität der Bilder. Diese Arbeit war schon vor ABBE von vielen Mathematikern, Astronomen und Physikern mit mehr oder minder Geschick in Angriff genommen; eine umfangreiche Literatur von allerdings sehr verschiedenem Wert lag darüber schon damals vor [1]), eine in gewissem Sinne vollständige Lösung des Problems in dieser Form hatte L. SEIDEL gegeben (Astr. Nachr. 1853 und 1856).

E. ABBE nahm dieselbe Aufgabe — ob mit oder ohne Kenntnis der SEIDELschen Arbeiten weiß ich nicht — in anderer Weise in Angriff: während SEIDEL alle möglichen Bildfehler unter gleichmäßiger Beschränkung auf die Glieder von höchstens der dritten Ordnung auf einmal in einem einzigen Ausdruck entwickelt hatte, suchte ABBE mittels eines eigenartigen Verfahrens „optische Invariante“ jeden Bildfehler einzeln darzustellen und zu diskutieren, wobei er, frei von der Beschränkung, die sich L. SEIDEL von vornherein auferlegt hatte, für gewisse Bildfehler in der Reihenentwickelung sehr viel weiter gehen konnte als SEIDEL, ja vielfach beliebige endliche Werte der Parameter der Betrachtung zugrunde legen. L. SEIDEL hatte gewissermaßen einen Stollen von gleichmäßiger Breite und Höhe durch den ganzen Berg hindurchgetrieben; E. ABBE ging unter aufmerksamer Beachtung und Benutzung der während der Minierarbeiten sich darbietenden Möglichkeiten an jeder Stelle so weit, als es die Mittel gestatteten, und legte so zahlreiche zum Teil weit reichende Abzweigungen zum Hauptstollen bloß, die neuen und oft äußerst wertvollen Zugang zu den seitabliegenden Teilen der Gesteinsmasse gewährten.

So fand ABBE schon vor 1873 die merkwürdige Beziehung, die in der Struktur der Strahlen eines beliebig weiten Büschels auf der Objekt- und Bildseite bestehen muß, wenn die Aufhebung

[1]) Vgl. S. CZAPSKI in „Grundzüge der Theorie der Optischen Instrumente“, Leipzig, J. A. Barth, 1904, Abdruck aus WINKELMANNS Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. VI, Kap. IV u. V.

der sphärischen Aberration auf der Achse auch die einigermaßen scharfe Abbildung eines lateral benachbarten Punktes, also eines zur Achse senkrechten, unendlich kleinen Flächenelementes, mit sich führen soll — die sogenannte Sinusbedingung. So auch manche andere, weniger populär gewordene Beziehungen. Auf dieses Gebiet gerichtete Studien haben ABBE bis in die letzten Jahre beschäftigt und seine Schüler und Mitarbeiter A. KÖNIG und M. v. ROHR waren noch in ihren Beiträgen zu dem von dem letzteren herausgegebenen Sammelwerk „Die Theorie der optischen Instrumente“ Bd. I, Berlin, J. SPRINGER, 1904 in der Lage, die Resultate solcher letzter Bemühungen mitzuteilen.

In dieser Richtung liegt auch der zum mindesten theoretisch bedeutsame Anlauf, den ABBE nahm, die gleichzeitige Kompensation einer größeren Reihe von Bildfehlern, statt wie bisher durch immer weitere Häufung von abbildenden Elementen, durch zweckmäßigere Gestaltung dieser zu bewirken: nämlich den Linsen und Spiegeln statt der seit Jahrhunderten so gut wie ausschließlich angewandten sphärischen Flächen passend gestaltete Rotationsflächen von anderer „sphäroidischer“ Form zu geben (vgl. D. R. P. Nr. 119915, 1898, und Sammelwerk, S. 323 bis 326).

Für die zunächst ins Auge gefaßte rechnerische Beherrschung und Verbesserung des Mikroskops waren aber alle diese Bemühungen mit Ausnahme des erwähnten Sinussatzes ohne jede Bedeutung. Hier war der eine Parameter der Wirkung — beim Objektiv der Öffnungswinkel, beim Okular der Gesichtsfeldwinkel — normalerweise so groß (das Öffnungsverhältnis z. B. oft größer als 2:1 bis 3:1, während es beim Fernrohr kaum über 1:5 steigt, gewöhnlich 1:10 bis 1:18 beträgt), daß jede Reihenentwickelung ihren Sinn verlieren mußte. Die Aberrationen so weit geöffneter Büschel zeigen Eigenschaften d. h. Bildfehler, die man früher bei anderen Instrumenten, weil nur im Keim vorhanden, kaum beobachtet hatte, aufs stärkste entwickelt. Die Feststellung ihres Betrages und der Versuch ihrer möglichsten Beseitigung kann hier allein auf dem mühsamen Wege der trigonometrischen Verfolgung einer größeren Zahl von Strahlen verschiedener Neigung und Farbe durch das ganze in seinem Aufbau immer wieder variierte System hindurch geschehen. Die Arbeit des „Korrigierens“ gewinnt bei solcher Verfahrungsweise einige Ähnlichkeit mit der

gleichen des praktischen Optikers, des „Künstlers" — nur daß bei dem Korrigieren eines Systems auf dem Papier, von anderen Vorteilen abgesehen, der Einfluß jeder einzelnen Änderung auf jeden einzelnen Bildfehler unvergleichlich klarer und sicherer erkennbar, also auch die Erreichung eines befriedigenden Resultates durch planmäßiges Ändern des Systems überhaupt viel wahrscheinlicher wird, als bei der rein praktischen Korrektur.

Bildfehler von der im Mikroskop sich manifestierenden Art und Größe waren, wie gesagt, an keinem anderen Instrumente und an dem Mikroskop selbst von keinem anderen Theoretiker jemals festgestellt und studiert worden. Sollte die Theorie festen Boden bekommen, sollten die Rechnungen nicht ganz ins Blaue gehen und maßloser Arbeitsverschwendung vorgebeugt werden, so war ein besonderes Studium der Frage nötig: welchen Betrag, welche Form dürfen Fehler auf dem Papier haben, damit sie praktisch unschädlich sind; welche sind gefährlich, welche harmlos? Denn eine vollständige Hebung ist ja weder theoretisch noch praktisch jemals für irgend einen Fehler möglich. Wer selbst sich mit Berechnungen dieser Art an irgend einem optischen Instrument befaßt hat weiß, von welcher Bedeutung diese Orientierung über die praktisch zulässigen Beträge der Fehler ist, und die Literatur zeigt abschreckende Beispiele der Folgen ihrer Nichtbeachtung.

Nachdem diese äußerst mühselige Arbeit vollzogen war, mußte der nächste Schritt zur Verwirklichung des in Angriff genommenen Plans der sein, die praktische Herstellung der Linsensysteme in bezug auf jedes Element ihrer Wirkung — also Material, Form, Größe, Stellung und Orientierung — so genau zu gestalten und die fertigen Produkte in bezug auf ihre Übereinstimmung mit den geforderten geometrischen und physikalischen Eigenschaften so genau zu kontrollieren, daß die verbleibenden Abweichungen von den theoretisch vorgeschriebenen Werten ihrerseits keinen bemerkbaren Einfluß auf die Bildqualität ausüben.

Zu diesem Zweck waren also einerseits bei jedem System die zulässigen Beträge der Wertänderungen aller Maße theoretisch festzustellen, wozu die Berechnung des Systems selbst schon die

Gelegenheit bot — andererseits war nicht mehr und nicht weniger zu leisten als eine vollständige Neufundierung der Mikroskop-Optik nach der rein technischen Seite. Linsen von so kleiner Größe, wie das Mikroskop sie erfordert, hatte man ja vorher, wie schon bemerkt, nicht gelernt — und nicht nötig gehabt zu lernen —, nach vorgeschriebenen Maßen herzustellen, mit einer Genauigkeit, für deren Kontrolle meist nur das feinste uns zur Verfügung stehende Maß, die Lichtwelle selbst, genügt. Es würde viel zu weit führen, wollte ich auch nur andeuten, welche Arbeit hier im einzelnen zu leisten war, ehe befriedigende Zustände herbeigeführt waren. Zahlreiche von E. ABBE konstruierte Instrumente und Werkzeuge, wie das Spektrometer, die Refraktometer, Dickenmesser usw., verdanken diesen Bemühungen ihre Entstehung.

Mit diesem schon in die Technik selbst führenden Schritt könnte das Problem als gelöst, das Werk der Erzeugung optischer Instrumente, insbesondere von Mikroskopen, gemäß der Theorie, abgeschlossen scheinen; und es wäre auch so, wenn ABBE sich einerseits auf das Mikroskop hätte beschränken wollen und andererseits bei diesem selbst auf den Bau von Instrumenten, die, den typischen Vorbildern ohne weiteres folgend, nur innerhalb des Typus eine gewisse Vervollkommnung der Wirkung — eben die bessere Strahlenvereinigung — hätten aufweisen sollen.

Aber solche Beschränkung lag E. ABBE natürlich fern. Vom Mikroskop führte der Weg weiter zu den anderen optischen Instrumenten, und auch beim Mikroskop selbst konnte er nicht Ruhe finden, bis er sich volle Klarheit über dessen Wirkung nach allen Seiten verschafft, alle Möglichkeiten des Aufbaues und deren Charakteristika sich klar gemacht und die naturnotwendig gegebenen Grenzen der Leistung dieses und anderer Instrumente festgestellt hatte. Solches Bemühen führte wieder zurück zur Theorie.

Die eine Frage, die nach den möglichen Leistungen optischer Instrumente in bezug auf die Abhängigkeit der Fundamentalwirkungen von Gestalt und Lage der Elemente, war allerdings erschöpfend beantwortet durch GAUSS und das, was LISTING, HELMHOLTZ, C. NEUMANN u. a. dem von diesem errichteten System hinzugefügt hatten. Alle denkbaren Erfolge und Grundleistungen

optischer Instrumente, die aus koachsial angeordneten, sphärischen Spiegeln oder Linsen bestehen, welche letztere den Weg des Lichtes nach den bekannten Gesetzen der Reflexion und Refraktion verändern, ließen sich vollständig und nach bequemen Verfahren übersehen und vorausbestimmen. Aber was zwang denn unabänderlich zu der erwähnten Beschränkung in Form, Anordnung und Wirkung der Elemente? Waren nicht auch in der Natur (Augen der Tiere) optische Systeme gegeben, die jenen Bedingungen nicht entsprachen, die zum mindesten in der Form abwichen von den kanonischen? Wenn ein Abgehen von dieser stets als selbstverständlich vorausgesetzten Normalbeschaffenheit optischer Systeme erhebliche Vorteile in Aussicht stellte, Grundwirkungen, die sich unter Festhalten an ihrer Form nicht erreichen ließen, so würde doch zum mindesten der Versuch einer Umgestaltung, der Anwendung anderer Elemente, lohnend gewesen sein.

ABBE hatte sich also die Frage vorzulegen: was würde auch der Wirkung aller jener anderen Elemente, insofern sie in einer Abbildung besteht, gemeinsam sein, mit anderen Worten, was ist das wesentliche Merkmal jeder optischen Abbildung, ganz gleich durch welche Mittel sie hervorgebracht ist? Dieses Merkmal — im geometrisch optischen Sinne — fand er allein in dem eindeutigen Entsprechen von Punkten und Geraden (Strahlen) im einen Raum, dem Bildraum, zu Punkten und Geraden im anderen, dem Objektraum, d. h. in der kollinearen Verwandtschaft beider Räume.

Welche Eigenschaften hat nun eine optische Abbildung, insoweit sie nur diese allen gemeinsamen Merkmale aufweist? Die Antwort hierauf fiel verblüffend aus: die genannten Voraussetzungen bestimmen die Abbildung schon ganz vollständig, nach allen Richtungen. Die Merkmale der bis dahin allein behandelten katoptrisch-dioptrischen Abbildung zentrierter Kugelflächen unter Voraussetzung der Brechungs- und Spiegelungsgesetze sind bis auf die sich erst aus Sondervoraussetzungen ergebenden Vorzeichen und Werte der Konstanten Merkmale jeder optischen d. h. durch geradlinige Strahlen vermittelten Abbildung. Bei den Ableitungen von GAUSS, HELMHOLTZ usw. waren in bezug auf den Hauptteil der Ergebnisse unnötig viel Voraussetzungen gemacht worden. In der Darstellung von

Abbe erst trat deutlich hervor, welche Eigenschaften einer optischen Abbildung in ihrem allgemeinsten Begriff schon ihre Wurzel haben, welche anderen in den besonderen Eigentümlichkeiten des Einzelfalles.

So wurde von höherer Warte, als sie irgend jemand bis dahin eingenommen — nur bei F. Möbius und Cl. Maxwell ist ein Anlauf zu solcher Betrachtungsweise zu finden — Umschau gehalten über die möglichen Leistungen optischer Instrumente, und das eine praktisch wichtige Resultat dieser Umschau war, daß Modifikationen der Elemente der abbildenden Systeme — worin diese auch immer bestehen mögen — an deren Grundwirkungen nie und nimmer etwas zu ändern vermögen. (Wegen der Darstellung der geometrischen Optik nach solchen Gesichtspunkten darf ich wohl wiederum auf meine „Grundzüge“ und das mehrfach erwähnte von M. v. Rohr herausgegebene Sammelwerk verweisen.) Damit war aber in bezug auf mehrere damals und später noch diskutierte Probleme die Unmöglichkeit einer Lösung, gerade wie für die Kraftmaschinen einst die des perpetuum mobile, a priori erwiesen und der feste Rahmen für alle lösbaren Probleme gegeben.

Die gewöhnlich zur Herstellung optischer Bilder benutzten Mittel: Linsen, Spiegel usw., verwirklichen nun aber jene allgemeine optische Abbildung nur in einem sehr beschränkten, fadenförmig die Hauptachse umgebenden Raum oder in gewissen unendlich schmalen Flächenstreifen. Nur innerhalb dieser engen Gebiete ist ohne weiteres Abbildung, nämlich punktmäßige Vereinigung der Strahlen, überhaupt vorhanden; nur hier werden die Eigenschaften der Bilder durch die Betrachtung des allgemeinen Falles festgestellt. Kunst und Überlegung gestatten die Verwirklichung einer ausgedehnteren Abbildung, sei es in bezug auf die Öffnung der abbildenden Büschel, sei es in bezug auf die Ausdehnung des abgebildeten Raumstückes. Diese Ausdehnung der Abbildung auf endliche Räume und Büschel ist eben das Ziel der vorhin betrachteten Theorie der Aberrationen. Die Fehlertheorie optischer Instrumente ist trotz der Bemühungen hervorragender Mathematiker in früherer und neuester Zeit — ich nenne neben Hamilton und Maxwell nur M. Thiesen, H. Bruns,

S. FINSTERWALDER und FELIX KLEIN — in ihren allgemeinsten Ergebnissen noch nicht abgeschlossen, insofern sich auch heute noch nicht mit Bestimmtheit und allgemein angeben läßt, welcher Grad der Annäherung an den Idealfall einer vollkommenen Abbildung eines endlichen Raumgebietes in ein anderes mittels beliebig weiter Büschel theoretisch möglich ist. Aber sicher ist schon seit lange, daß in dieser Beziehung Grenzen bestehen und daß diese Grenzen ziemlich eng gesteckt sind. Will man vollkommene Abbildung in gewissem Umfange erreichen, so muß man auf die gleichzeitige scharfe Abbildung anderer Stellen durchaus verzichten. Damit sind dann aber die Voraussetzungen der allgemeinen Abbildung in dem Raum außerhalb des „fadenförmigen" aufgehoben, und die Eigenschaften der nicht parachsialen Büschel und Bilder, außerhalb jenes fadenförmigen Raumes, können mehr und mehr von denen der parachsialen abweichen, in die sie ja nur stetig überzugehen haben. Nur mit äußerster Vorsicht — die aber leider nur allzu oft außer acht gelassen wurde und noch heute wird — sind die für die parachsiale, elementare, Abbildung geltenden Betrachtungen auf die außerachsiale, endliche, zu übertragen. Die wirkliche Gestalt eines Instrumentes, das einem praktischen Zweck dienen, also einen gewissen Fall der ausgedehnteren Abbildung realisieren soll, muß nun im einzelnen sehr viel mehr von diesem besonderen Zweck abhängen, als von der fundamentalen Wirkung (Lage und Größe der Bilder), die sich an sich auf unendlich viele Weisen erreichen ließe. Daß z. B. Objektiv und Okular eines Mikroskopes oder Fernrohres auch bei gleicher Brennweite so außerordentlich voneinander und von einem gleich starken Projektionskopf abweichen und daß ein System im allgemeinen, wenn man es umkehrt, nicht mehr dieselben Dienste leistet, ja oft ganz untauglich ist für seinen Zweck, hat allein darin seinen Grund, daß diese Systemteile sehr verschiedenartige besondere Wirkung im oben angegebenen Sinne zu leisten haben und diese besondere Wirkung wird nach den Feststellungen ABBES in letzter Linie reguliert durch Lage und Größe (bzw. Gestalt) der in dem System vorhandenen Blenden. Diese heben aus der Fülle der dem System zuströmenden Strahlen die für die Wirkung erwünschten heraus, hemmen den anderen den Zugang zum System oder doch zum Bilde bzw. Auge des Beobachters.

Der Einfluß der Blenden auf die gesamte feinere Wirkung der optischen Systeme war auch einzelnen früheren Theoretikern und namentlich wohl Praktikern dieses Gebietes vor ABBE nicht ganz verborgen geblieben. Er war ja auch gar zu unverkennbar. So hatten J. PETZVAL und TH. GRUBB ihre Wirkung beim photographischen Objektiv nach mehreren Richtungen erkannt, desgleichen N. LUBIMOFF und F. MOSSOTTI bei der Lupe und dem holländischen Fernrohr. H. HELMHOLTZ hatte ihren Einfluß auf gewisse Seiten in der Abbildung durch das tierische Auge ebenfalls scharf hervorgehoben. Aber das waren nur ganz spärliche Andeutungen im Verhältnis zu dem geschlossenen System der Theorie der Strahlenbegrenzung, mit dem ABBE schon in seiner ersten theoretisch-optischen Publikation vom Jahre 1871 vor die Öffentlichkeit trat.

Er zeigte hier, wie nur durch genaue Berücksichtigung des Strahlenganges sich Einsicht gewinnen läßt in und — durch seine Regulierung — Einfluß auf alle maßgebenden Faktoren der Wirkung eines optischen Instrumentes: wie die vorhin allein betrachtete Vollkommenheit der Strahlenvereinigung in und außer der Achse, so bestimmt sich durch Lage und Größe der im System vorhandenen Blenden die Lichtstärke und der Umfang der Sichtbarkeit der Bilder nach der Breite und Tiefe, der Grad der Ähnlichkeit dieser Bilder mit den Objekten (Verzeichnung) und die Art der Wiedergabe räumlicher Objekte auf einer Fläche (Photographie, Projektion), ja selbst die subjektive, scheinbare Größe, wie die Größenbeziehungen bei mikrometrischen Messungen mittels optischer Bilder werden ganz wesentlich durch den Strahlengang bedingt, und können durch ihn dem ins Auge gefaßten Zweck angepaßt werden. Eine Theorie der optischen Instrumente ohne Berücksichtigung des Strahlenganges gleicht einer Geographie, bei der nur die Lage der Orte, Gebirge und Wasserläufe beachtet, deren sonstige Eigenschaften aber gar nicht berücksichtigt werden, und ein optisches Instrument, das unter Vernachlässigung des Strahlenganges, nur mit Hilfe der üblichen „Abbildungsgleichungen" aufgebaut ist, verhält sich zu einem rationell konstruierten wie eine Fabrik, in der täglich andere „ungelernte" Handarbeiter zur Arbeit herangezogen werden zu einer, in der die Produkte von geschulten Kräften, von geübten Spezialisten unter weitgehender Arbeits-

teilung nach genau vorbedachtem Plan erzeugt werden. Je höher die Anforderungen an das Produkt werden, desto überlegener wird die Leistung der einen Fabrik stets über die der anderen sein.

Und nun das Letzte (Der Zeit nach gingen diese Arbeiten und Einsichten natürlich je nach Anlaß und Stimmung ganz durcheinander).

Wie wir oben sahen, war ABBE zunächst die Aufgabe gestellt, Mikroskopsysteme zu berechnen, in denen die Strahlenvereinigung und damit Bildschärfe eine möglichst vollkommene sein sollte.

ABBE hatte also auf dem Wege der trigonometrischen Verfolgung genügend vieler Strahlenwege durch das System — in Anlehnung an dessen bekannte Konstruktionstypen — im Grunde etwa dasselbe zu tun begonnen, was die mehrfach erwähnten Künstler der praktischen Optik, halb dem Instinkt, halb bewußten empirischen Regeln folgend, durch „Tatonnement" ebenfalls getan hatten. Überlegung und Versuch wiesen ihn darauf hin, daß die Strahlenvereinigung caet. par. desto besser gelingen müsse, je kleiner der Öffnungswinkel der abbildenden Büschel sei, und da für möglichste Steigerung dieses Winkels theoretisch nur die damit Hand in Hand gehende größere Lichtstärke angeführt wurde, diese aber gerade beim Mikroskop durch Wahl intensiver Lichtquellen für die Beleuchtung des Präparates in erheblichem Grade ergänzt werden konnte, so konstruierte ABBE zunächst Systeme von relativ geringem Öffnungswinkel, die der Rechnung gemäß nun viel vollkommener „korrigiert" waren, als die gleichartigen älteren. Der Erfolg dieses mehrmals mit allen Kautelen wiederholten Versuches war jedoch durchaus negativ. Trotz der so viel besseren „Strahlenvereinigung" waren die von diesen Objektiven gelieferten Bilder feiner mikroskopischer Objekte stumpfer, zeigten weniger Details, hatten weniger Auflösungsvermögen, als die der alten schlecht korrigierten Systeme von großem Öffnungswinkel. Also — das war nun für ABBE erwiesen — hatte doch der Öffnungswinkel eine besondere Funktion für die Abbildung, wie die praktischen Mikroskopoptiker schon seit Jahren behaupteten. Aber welche und wieso?

Der Gedanke daran, daß wie beim Fernrohr so auch beim Mikroskop die Beugung eine Rolle spiele, lag nicht allzufern. Aber

ABBE mußte ihn in dieser ersten sich darbietenden Gestalt, in der er später wie bekannt von HELMHOLTZ ausgebaut und zur Erklärung für die Grenzen der Leistungsfähigkeit der Mikroskope herangezogen worden ist, bald wieder verwerfen. Denn ABBE stand zu sehr im Bewußtsein, daß die Bedingungen des Gebrauches des Mikroskopes und damit auch des Einflusses der Beugung grundverschieden seien von denen beim Fernrohr. Erstens kam der Fall, daß die ganze Öffnung des Objektivs von den abbildenden Strahlenbüscheln gleichzeitig in Anspruch genommen wurde, damals praktisch nie vor: man erzielte gute Wirkungen stets durch Anwendung enger, nur einen relativ kleinen Teil ($^1/_4$ bis $^1/_3$) der Öffnung ausfüllender Beleuchtungsbüschel. Die solchen entsprechende Beugung aber ergab theoretisch sehr viel geringere Auflösungsvermögen, als die Objektive praktisch zeigten. Und dann ergab dasselbe Beleuchtungsbüschel als schiefes, eine Randzone des Objektivs durchsetzend, unbezweifelbar praktisch höhere Auflösungen als das zentrale, auf die Mitte gerichtete — eine Tatsache, von der diese Beugungstheorie überhaupt keine Erklärung zu geben vermochte.

Also mußte es etwas anderes sein. Und dieses „andere" fand ABBE um 1870 herum durch zahllose Versuche, in denen er die Bedingungen der Wirkung der Objektive hundertfach immer und immer wieder variierte, um ganz sicher zu sein, daß er auf diesem neuen offenbar noch unbetretenen Gebiete nicht auf eine falsche Fährte geraten sei. Alle diese Versuche ergaben übereinstimmend, daß dieses andere Etwas zwar auch Beugung sei, aber Beugung unter ganz anderen Verhältnissen, an anderer Stelle in ganz anderer Weise erfolgend.

Ich darf wohl annehmen, daß die Lehre von der Abbildung nicht selbstleuchtender, durchstrahlter Objekte, eben der im Falle des Mikroskops fast allein in Betracht kommenden, durch die Darstellungen von L. DIPPEL in dessen Handbuch der Mikroskopie und namentlich von O. LUMMER in seiner Neubearbeitung von Band II des PFAUNDLERschen Lehrbuches in ihren Grundzügen den Physikern allmählich etwas bekannter geworden ist, als sie es in den ersten zwanzig Jahren nach ihrer Aufstellung war, und muß mir der Kürze der Zeit wegen jedes nähere Eingehen darauf an dieser Stelle versagen. Nur eine Bemerkung sei verstattet: Man

hat ABBEs Theorie öfters als die „Gittertheorie“ oder „Theorie der Auflösungsgrenze“ beim Mikroskop bezeichnet — anscheinend mit dem stillen Hintergedanken, daß sie sich nur auf diese beiden Gegenstände erstrecke. Das ist nun etwa ebenso richtig, als wenn man die POISSON-FOURIERsche Theorie der Wärmeleitung die „Zylinder“- und „Prismentheorie“ der Wärmeleitung nennen wollte oder dgl. Selbstverständlich sind rechnungsmäßige wie experimentelle genaue Prüfungen einer jeden Theorie nur in einfachen, eben unseren mathematischen und experimentellen Hilfsmitteln zugänglichen Sonderfällen möglich. Die ABBEsche Theorie der mikroskopischen Abbildung behandelt aber im Prinzip ebenso erschöpfend den Fall des beliebigen histologischen Präparates — d. h. der dünnen Schicht, in der der Absorptions- und Verzögerungskoeffizient von Punkt zu Punkt nach beliebigen Gesetzen, stetig oder unstetig, variiert — wie den des Gitters, Stäbchens oder Doppelpunktes. Und es läßt sich eine Fülle hochinteressanter und für die praktische Mikroskopie hochwichtiger allgemeiner Eigenschaften der Abbildung solcher beliebiger Präparate unter den verschiedenen in Betracht kommenden Bedingungen theoretisch ganz streng feststellen.

Auch bei der Ausarbeitung dieser Studien wurde ABBE bald weiter und weiter geführt. Sie entwickelten sich ihm zu einer „allgemeinen Diffraktionstheorie“, d. h. allgemeinen Theorie der Erscheinungen, die auf räumlich periodische Zustandsänderungen zurückzuführen sind, und in der die optische Abbildung eben nur noch ein Sonderbeispiel ist. Aber auch hierbei konnte ABBE nicht stehen bleiben und, statt die Theorie in jener Form endgültig abzuschließen und zu veröffentlichen, suchte er sie abermals zu erweitern und in Zusammenhang zu bringen mit der anderen Gruppe von physikalischen Erscheinungen, den auf sogenannten Fernwirkungen beruhenden. Das HUYGENS-FRESNELsche Prinzip und der GREENsche Satz, leiten beide die Wirkung von Kraftzentren innerhalb einer Fläche auf solche außerhalb aus Zuständen dieser Fläche ab. Das gleichzeitige Halten von Vorlesungen über Potential- und Diffraktionstheorie hatte ABBE schon im Winter 1887/88 auf diese auffallende Analogie hingewiesen und zehn Jahre später wandte er die ihm so spärlich zur Verfügung stehende Mußezeit ihrem Studium erneut wieder zu, ohne aber

schließlich mehr als einen allgemeinen Bericht darüber in geordneter Form niederzuschreiben. So sind diese erweiterten Studien mit seinem Körper in Nichts zerfallen. Die „allgemeine Diffraktionstheorie“ aber hoffen wir, nach einer Ostern 1893 gemachten Niederschrift, die sich im Nachlaß gefunden hat, bald veröffentlichen zu können.

Die Analogie der Leistungen ABBEs auf den verschiedenen hier erwähnten und noch mehreren anderen Gebieten mit denen von JOS. FRAUNHOFER ist zu augenfällig, als daß ich sie nicht wenigstens erwähnen möchte. Neben jenem dürfen wir E. ABBE als einen der *Vorkämpfer der auf Wissenschaft gegründeten Technik* schlechthin ansprechen.

Alles bisher angeführte könnte man zusammenfassen unter der Bezeichnung: *Vorbereitungen* und *Bemühungen* zur Verbesserung der optischen Instrumente mit Hilfe der Theorie, der Wissenschaft. Man wird nun mit Recht fragen, welches ist das *Ergebnis*, der *Erfolg* dieser Bemühungen gewesen? Es wäre an sich durchaus nicht notwendig, daß beides von ein und demselben Manne geleistet würde: die Verbesserung, Neuschaffung der Werkzeuge zu einer Vervollkommnung irgend welcher Art ist oft genug von anderen geschehen, als die *Verwendung* der Werkzeuge zu diesem Zweck — Verfertiger des Meißels und Bildhauer, um ein Bild v. HELMHOLTZs zu gebrauchen, sind meist verschiedene Personen. In unserem Fall wurde aber beides von derselben Person geleistet. E. ABBE hatte nicht nur anderen den Meißel geschärft oder geschaffen, mit dessen Hilfe sich formen ließ, er war auch selbst der „Phidias“ der optischen Instrumente. Der Sinn, die Begabung für wissenschaftliche Forschung war bei ihm verknüpft mit einer kaum geringeren Konstruktions-, Erfindungsgabe und dem praktischen Blick für das, was not tut einerseits und was sich verwirklichen läßt andererseits.

Eine Würdigung der eminenten Bedeutung ABBEs auch nach dieser Richtung würde sich noch mehr als manches vorher angeführte von dem Interessengebiet entfernen, das diese Gesellschaft vertritt, und ich muß mich teils aus diesem Grunde, teils wegen der vorgeschrittenen Zeit mit einem kurzen Hinweis auf

die Hauptleistungen ABBES nach dieser Richtung begnügen. Sie werden beim Mikroskop — und dem Hauptbestandteil dieses, dem Objektiv — angegeben unter den drei Titeln: Verbesserung der Objektive der alten Art (Trocken- und Wasserimmersionssysteme) unter gleichzeitiger Steigerung der durch Experiment und Theorie als so fundamental wichtig erkannten „numerischen Apertur“ (1872) — Schaffung der „homogenen Immersions“-Systeme, die neben sonstigen Vorzügen abermals einen erheblichen Fortschritt nach beiden Richtungen repräsentieren (1879) — Steigerung der Bildfeinheit der Objektive um ein mehrfaches unter Benutzung der auf seine Initiative und unter seiner Mitwirkung von O. SCHOTT hergestellten neuen Arten optischen Glases in den sogenannten „Apochromaten“ (1886). Die in neuester Zeit von A. KÖHLER und M. VON ROHR ausgearbeiteten Mikroskopobjektive für ultraviolettes Licht von der Hälfte der visuell wirksamen Wellenlänge (sogenannte „Monochromate“) muß man als direkte Folge der Studien und Arbeiten ABBES zu einem erheblichen Teil diesem mit anrechnen.

Auf die Fülle der Apparate, die ABBE sonst noch ersonnen, und die teils als Hilfsapparate zur Mikroskopie direkt das mikroskopische Arbeiten erleichterten und vervollkommneten (wie der Beleuchtungsapparat), teils das Anwendungsgebiet des Mikroskops auf mannigfache physikalische oder praktische Studien (Spektralanalyse, Polarisation, Stereoskopie, Zeichnen usw.) ausdehnten, teils endlich der exakten methodischen Bestimmung der Konstanten dieses oder anderer optischer Apparate schlechthin dienten (Fokometer, Dilatometer, Apparat zur Untersuchung von Planplatten usw. usw.) — auf alle diese kann ich hier noch weniger eingehen und brauche es auch weniger, weil diese Apparate in den Händen von Tausenden von Benutzern, sei es unter ABBES eigenen Namen, sei es unter dem von ihm oft fast wie ein Pseudonym benutzten von CARL ZEISS, auch sonst schon hinreichend bekannt und gewürdigt sind. Nur die von ABBE selbständig schon im Jahre 1873 erfundenen und probeweise ausgeführten Prismenfernrohre, die er 20 Jahre später als ein vortreffliches Mittel zur Realisierung des HELMHOLTZschen Telestereoskops erkannte und benutzte, seien als eine besonders markante und populär gewordene Leistung hier noch genannt.

Das ist es etwa, was ich über das „berufliche“ Wirken Ernst Abbes in dem früher bezeichneten Sinne dieses Wortes Ihnen zu erzählen habe. Die Leistungen, die Betätigung Abbes auf anderen Gebieten will ich zum Schluß nur mit ein paar Worten, die aber ausgesprochen werden müssen, zu charakterisieren suchen, damit das Bild seiner Persönlichkeit nicht ganz unvollständig bleibt.

Was er auf dem Gebiet der sogenannten sozialen Politik in ihrer Anwendung auf das oder vielmehr die von ihm zur Blüte gebrachten, gewissermaßen neu oder direkt mit begründeten industriellen Unternehmungen tatsächlich geschaffen hat, das lesen Sie bequemer in den früher erwähnten Darstellungen von Auerbach oder anderen nach. Ich möchte mich hier darauf beschränken, nur das Motiv anzugeben, dem all solches Vorgehen entsprang. Allgemein habe ich es schon früher ausgedrückt: wenn er etwas für richtig erkannt hatte, so suchte er es zu verwirklichen, mochten die Schwierigkeiten auch noch so groß, die nächsten Folgen für andere und für ihn selbst auch noch so unbequem oder selbst unangenehm sein, die größten persönlichen Opfer erheischen. Aber was hielt er für richtig? Hier gilt, wie nur irgendwo und von irgendwem, das geistreiche französische Wort: „Les grandes pensées viennent du coeur“ — die wahrhaft großen Gedanken werden aus dem Herzen geboren. Dieser Mann, der sich politisch als ein Radikaler, ein Oppositionsmann der Regierung zeigte, war einer der wärmsten Patrioten, deren Deutschland sich rühmen konnte — freilich nicht ein Patriot der großen Worte, sondern ein Patriot der Tat, der dem Wohle des Vaterlandes, dem, was er als in dessen wahrem Besten liegend erkannt hatte, alles zum Opfer brachte: seine immense Arbeitskraft und sein reiches Wissen, sein nach Millionen bewertetes Vermögen und seine berufliche Selbständigkeit, ja noch mehr: seine Gesundheit und mit ihr sein Leben. Und das alles tat er nicht etwa aus einem unbestimmten Drange heraus, seiner Zwecke und Ziele wie der Folgen unbewußt, sondern mit der denkbar klarsten Einsicht in Ursprung und Folgen seines Handelns — für andere wie in bezug auf sich selbst. Einer der Hauptantriebe für Ernst Abbe lag in folgender Überlegung:

Die fortschreitende Ausbreitung der Industrie und damit des in ihr beschäftigten Personenkreises ist unaufhaltsam — also

muß bei Zeiten dafür gesorgt werden, daß diese Personen vollwertige Mitglieder des Bürgertums bleiben oder werden, und „nicht etwa auf eine Stufe zum Helotentum, zur Halbsklaverei versinken“. Aus dieser für ihn feststehenden Prämisse ergab sich für ABBE alles weitere mit der Konsequenz einer mathematischen Deduktion.

Den Menschen ABBE schildern zu wollen vor einem Kreise von Leuten, die größtenteils nicht unmittelbar die Wirkung seiner Persönlichkeit erfahren haben — das ist eine Aufgabe, der nur ein Künstler der Darstellung ganz gerecht werden könnte. Da hilft guter Wille allein nichts. Wenn aber an der Bahre eines Mannes, der, aus den bescheidensten Verhältnissen stammend, stets wie der schlichteste Beamte gelebt hat, der außer dem rite erworbenen akademischen Rang und Titel nie einen Titel angenommen und geführt hat, der Orden und ähnliche Auszeichnungen ablehnte oder zum mindesten versiegelt wegstellte, wie unrechtmäßigen Besitz, auf Ernennungen zum Mitglied wissenschaftlicher Akademien geradezu unhöflich nicht einmal antwortete usw. usw. — wenn an der Bahre eines Mannes, dem jedes Hervortreten mit seiner Person dergestalt zuwider war, in aufrichtiger Trauer sich vereinen neben der Familie und den Freunden die Abgesandten von Fürsten und von Arbeitervereinen, wenn ihre Verehrung ausdrücken die Vertreter seiner Arbeitsgenossen und Mitbürger, wie seiner Gegner auf politischem und religiösem Gebiet — ich sage, wenn solches stattfindet, so muß wohl auch der Außenstehende schließen, daß ein ungewöhnlicher, ein seltener, „ein großer und guter Mann“, wie ihn ein Nachruf kurz und treffend charakterisierte, dahingeschieden ist.

„Keine Spur von Alterserscheinungen an den Arterien, ein Herz wie ein Jüngling“ — so lautete der kurze Bericht des den Leichnam obduzierenden Anatomen. Wir wußten es alle, ohne einen Blick in das mechanische Getriebe des leiblichen Trägers seines Wesens tun zu müssen: das Herz eines Jünglings, stürmisch, sich leicht begeisternd für alles Gute und Schöne, für Wahrheit vor allem und Gerechtigkeit, aber zugleich der eiserne Wille des Mannes, der mit zäher Ausdauer und vor keiner Schwierigkeit zurückbebender Energie durch das ganze Leben hindurch die

idealen Ziele verfolgt, die er einmal als erstrebenswert erkannt, und doch wieder mit der Milde des allen kleinen Lebenskämpfen und Wirrsalen entrückten Weisen, mit der Güte eines ganz einzigartigen, von wahrhafter Humanität durchdrungenen Menschenfreundes die Vorkommnisse des Lebens, die Fehler und Mißgriffe anderer beurteilt — so steht ERNST ABBE vor unserer Seele, so werden wir, die wir ihm näher treten durften, ihn in der Erinnerung behalten.

Über das Verhältnis ε/μ *bei Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprungs;*

von R. Reiger.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. März 1905.)

(Vgl. oben S. 87.)

Das bekannte Verhältnis ε/μ wurde entsprechend seiner großen Bedeutung von einer Reihe von Physikern bestimmt für Kathodenstrahlen, die unter den verschiedensten Bedingungen entstehen. Sehen wir zunächst von den radioaktiven Substanzen ab, die ihrem ganzen Verhalten nach bisher eine Sonderstellung einnehmen, so beziehen sich alle Beobachtungen auf Kathodenstrahlen, die von einem Leiter der Elektrizität ausgehen.

Kathodenstrahlen, die von Isolatoren ausgehen oder im Gase selbst entstehen, wurden bisher nicht in den Bereich der Untersuchung gezogen. Bei dem großen Unterschied im elektrischen Verhalten zwischen Leitern einerseits und Isolatoren und Gasen andererseits erschien es wünschenswert, auch für diese Fälle ε/μ zu bestimmen. Haben die bisherigen Versuche die Unabhängigkeit von ε/μ von der Art der Entstehung der Kathodenstrahlen ergeben, so sollen die im folgenden mitgeteilten die Unabhängigkeit von dem elektrischen Verhalten des emittierenden Körpers geben[1]).

---

[1]) Die im folgenden mitgeteilten Bestimmungen von ε/μ wurden anläßlich einer Untersuchung über Kathodenstrahlen, die unter den obengenannten Verhältnissen auftreten, durchgeführt. Über diese Versuche erscheint demnächst eine ausführlichere Mitteilung, in der auch die Literaturangaben enthalten sind. Eine Zusammenstellung der Werte für ε/μ findet sich bei J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 324; J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1903, S. 117; G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen, Braunschweig 1904, S. 88.

Kathodenstrahlen, die von der Grenzfläche eines Isolators ausgehen, wurden durch den Einfluß von ultraviolettem Licht auf eine negativ geladene Isolatorplatte (speziell Glas) gewonnen. Die Bestimmung von ε/μ wurde nach der Methode von P. LENARD [1]) aus dem Potentialabfall und der magnetischen Ablenkung durchgeführt. Die Werte stimmen mit den von LENARD erhaltenen überein.

Die Gase stehen insofern zwischen Isolatoren und Leitern, als sie an und für sich Nichtleiter sind, unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen aber zu Leitern der Elektrizität werden. Zur Untersuchung von Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen, boten sich zunächst die Kathodenstrahlen, die bei der Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule auftreten, und die zuerst von E. GOLDSTEIN [2]) beschrieben wurden. Für diese, Striktionskathodenstrahlen nach der Bezeichnung von E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT [3]), wurde das Verhältnis ε/μ aus elektrostatischer und magnetischer Ablenkung bestimmt.

Den in einem Gase vorhandenen negativen Ionen kann noch auf eine besondere Weise eine so große Geschwindigkeit erteilt werden, daß sie zu Kathodenstrahlen sich ausbilden. Diese bisher noch nicht beobachtete Art von Kathodenstrahlen, die wir kurz Kathodenstrahlen an der Anode nennen wollen, entstehen, wenn an einer durchlöcherten Anode ein außergewöhnlich hoher Anodenfall auftritt, wie dies der Fall ist, wenn ein Metall längere Zeit im Entladungsrohr als Anode gedient hat. Diese neuen Kathodenstrahlen treten an der Rückseite der Anode in derselben Weise auf, wie die Kanalstrahlen an der Kathode [4]). Man kann sie daher auch Anodenkanalstrahlen nennen. Das Verhältnis ε/μ wurde für diese Strahlen aus dem Anodenfall und der magnetischen Ablenkung bestimmt.

Die folgende Tabelle enthält die Werte von ε/μ, die in den drei Fällen erhalten wurden.

---

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 2, 359, 1900.
[2]) E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. 11, 832, 1880.
[3]) E. WIEDEMANN u. G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. 66, 314, 1898.
[4]) Im letzten Hefte der Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 64, 1905 weist E. GEHRCKE darauf hin, daß an der Anode Kathodenstrahlen entstehen können und erklärt daraus das „anodische Glimmlicht“.

Emittierender Körper	Erzeugung der Strahlen	ε/μ
Isolator (Glas)	Potentialabfall und ultraviolettes Licht	$0{,}96 . 10^7 - 1{,}20 . 10^7$
Gas	Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule	$1{,}32 . 10^7$
Gas	Anomaler Anodenfall	$1{,}68 . 10^7$

Die gefundenen Werte stimmen der Größenordnung nach unter sich und mit den bisher gefundenen Werten überein, und mehr ließ sich unter den obwaltenden Versuchsbedingungen nicht erzielen.

Es dürfte somit ganz allgemein der Satz gelten:

Überall, wo in der Natur Kathodenstrahlen auftreten, ist die Größenordnung[1]) von ε/μ dieselbe. Die Bedeutung dieses Satzes liegt darin, daß er den Schluß auf die Einheit des elektrischen Atoms gestattet gegenüber der Vielheit der Atome der Materie.

Erlangen, Physik. Institut der Universität, März 1905.

---

[1]) Ich spreche hier nur von der Größenordnung, da nach den Versuchen von W. Kaufmann das Verhältnis ε/μ für Strahlen großer Geschwindigkeit (Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit) von der Geschwindigkeit abhängig gefunden wurde. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit beeinträchtigt jedoch keineswegs die Allgemeinheit des obigen Satzes.

Über Schaltung der Blitzableiter für Stark- und Schwachstrom und über die Wirkung von Drosselspulen;

von F. Neesen[1].

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. März 1905.)

(Vgl. oben S. 87.)

Zur Kennzeichnung verschiedener Schaltungsarten von Blitzableitern dienen am einfachsten das Beispiel des gewöhnlichen Telegraphenableiters und etwa eines Hörnerableiters für Starkstrom. Der erstere, Fig. 1, muß ganz von der elektrischen Strömung in der Linie durchflossen werden; seine Schaltung sei

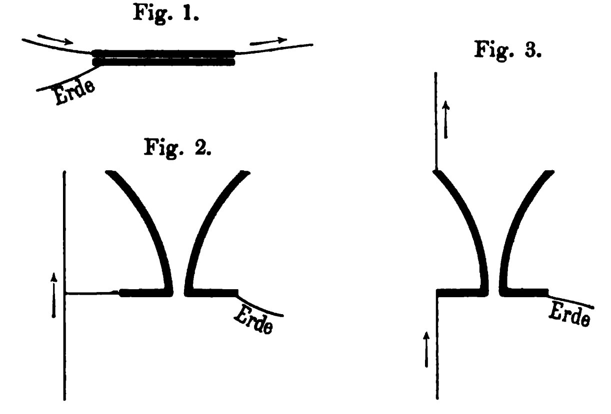


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Reihenschaltung genannt, der zweite, Fig. 2, wird an die zu schützende Leitung angehängt, in Nebenschaltung. Auch dieser läßt sich in Reihenschaltung verwenden, wenn die Anschlüsse wie in Fig. 3 geführt werden.

Aus hydrodynamischen Analogieschlüssen folgt, daß die Reihenschaltung wirksamer sein muß als die Nebenschaltung.

[1]) Die ausführlichere Arbeit wird in der Elektrotechnischen Zeitschrift erscheinen.

Zur Feststellung dieses Verhältnisses wurde in die vom Ableiter zu schützende Leitung hinter jenen ein RIESSsches Luftthermometer eingeschaltet. Die Leitung bildete den Weg für die Entladung einer großen Batterie von Leidener Flaschen. Je geringer der Ausschlag des Luftthermometers, desto besser die Schutzwirkung des Blitzableiters.

Zum Laden der Leidener Flaschen diente in einer ersten Versuchsreihe eine einfache TÖPLERsche Influenzmaschine; in einer anderen Reihe konnte dank der Erlaubnis des Herrn Präsidenten KOHLRAUSCH eine vielplattige Maschine in der Reichsanstalt benutzt werden. Bei der ersten Reihe ergaben sich die Ausschläge bei Neben- und Reihenschaltung in folgendem Verhältnis.

Telegraphenplattenableiter

2 : 1.

Hörnerableiter von SIEMENS u. HALSKE

5 : 1.

Hörnerableiter der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft

9 : 1.

Bei der zweiten Reihe mit der ergiebigeren, also rascher liefernden Maschine blieb die Reihenfolge der Ableiter die gleiche, doch zeigten sich quantitativ gegen die erste Reihe große Unterschiede, nämlich die Zahlen

10:8; 10:5; 10:4.

Der Grund zu diesem verschiedenen Verhalten der einzelnen Ableiter dürfte in dem Unterschiede der Kapazität und der Selbstinduktion liegen.

Wird in die Erdleitung der Ableiter-Widerstand eingeschaltet, so verwischen sich die Unterschiede mehr und mehr, auch die Unterschiede zwischen Nebenschaltung und Reihenschaltung.

Durch Einschalten solcher Widerstände wird die Wirksamkeit des Ableiters ganz außerordentlich vermindert, während Einschalten von vielen kleinen Funkenstrecken — auch ein zum Unschädlichmachen des Kurzschluß viel verwandtes Mittel — kaum einen Einfluß auf die Wirksamkeit des Ableiters hat, entsprechend dem geringen Wert, welchen der Widerstand solcher Funkenstrecken bei Funkenentladungen zeigt.

Um den Einfluß von Drosselspulen numerisch zu ermitteln, konnten die verschiedenen Windungen mehrerer Spulen aus blankem Draht nacheinander hinter den Ableiter geschaltet werden. Die ersten Windungen haben die größte Wirkung auch prozentmäßig, so daß von der fünften Windung an einer Spule mit 10 cm Durchmesser, die weiteren Windungen verhältnismäßig geringe Vermehrungen des Schutzes der Ableiter bewirkten. Einschieben von Eisen erhöht die Wirksamkeit, aber lange nicht in dem Maße, wie es der Permeabilität des Eisens entsprechen würde. Da nun in den zu schützenden Apparaten stets, wenigstens in den meisten Fällen, größere induktive Widerstände liegen, so kann eine merkliche Schutzvermehrung nur durch Hinzufügung von großen Induktionsspulen erhalten werden.

Bemerkungen zu dem Vortrage[1] *des Herrn H. Ebert: „Eine neue Form des Ionen-Aspirations-Apparates";*

von H. Gerdien.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. März 1905.)

(Vgl. oben S. 88.)

In seinem Vortrage vom 7. Januar 1905 erwähnt Herr H. EBERT eine von Herrn H. MACHE angegebene Methode zur Messung der spezifischen Ionengeschwindigkeit (Beweglichkeit) in der Atmosphäre und weist darauf hin, daß man aus den mittels seines Ionen-Aspirationsapparates gemessenen spez. Ionenzahlen (Ionendichten) und den nach der MACHEschen Methode gemessenen spez. Ionengeschwindigkeiten die spez. Leitfähigkeit der Luft berechnen könne. Ferner weist Herr H. EBERT auf die Möglichkeit hin, aus simultanen Messungen der spez. Leitfähigkeit und des Potentialgefälles die Dichte des vertikalen Leitungsstromes (Ionenstromes) in der Atmosphäre zu ermitteln.

Zu den Ausführungen des Herrn H. EBERT habe ich folgendes zu bemerken:

1. Bereits im August 1903[2]) habe ich eine Modifikation des EBERTschen Aspirationsapparates beschrieben, die neben der Bestimmung der Ionengehalte $\varepsilon \,.\, n_p$ und $\varepsilon \,.\, n_n$ die Messung der Aggregate $\varepsilon \,.\, n_p \,.\, v_p$ und $\varepsilon \,.\, n_n v_n$ (ε Ladung des Ions, n_p bzw. n_n Zahl der positiven bzw. negativen Ionen im Cubikcentimeter, v_p bzw. v_n spez. Geschwindigkeiten der positiven bzw. negativen Ionen) ermöglichte; die Methode lieferte unabhängig von der Geschwindigkeit des aspirierten Luftstromes direkt die beiden Anteile der positiven und negativen Ionen an der spez. Leitfähigkeit $\varepsilon \,.\, n_p \,.\, v_p + \varepsilon \,.\, n_n v_n = \lambda$, aus denen sich unter Benutzung der ebenfalls gemessenen Ionengehalte $\varepsilon \,.\, n_p$ und $\varepsilon \,.\, n_n$ die spez. Ionengeschwindigkeiten v_p und v_n berechnen ließen. Die Methode erforderte (wie auch die MACHEsche Methode) je zwei Einzel-

[1]) H. EBERT, Diese Verhandl. 7, 34—37, Heft 2, 1905.
[2]) H. GERDIEN, Phys. ZS. 4, 632—635, 1903.

messungen für jede der beiden Ionenarten und hatte die zeitliche Konstanz der $\varepsilon . n_p$ und $\varepsilon . n_n$ zur Voraussetzung. Schon in der ersten Mitteilung waren Resultate veröffentlicht, die nach dieser Methode erhalten worden waren; noch im Dezember 1903 [1]) konnte ich weiteres Material beibringen. Inzwischen hatte Herr H. MACHE [2]) unabhängig eine andere Methode zur Messung der spez. Ionengeschwindigkeit gefunden und bei Verwendung von künstlich ionisierter Luft Messungen ausgeführt.

2. Im Frühjahr 1904 vervollkommnete ich meine Methode zur Messung der spez. Leitfähigkeit und spez. Ionengeschwindigkeit soweit, daß nunmehr die Messung der spez. Leitfähigkeit und der spez. Ionenzahl gleichzeitig vorgenommen, und somit die spez. Ionengeschwindigkeit unabhängig von zeitlichen Änderungen der spez. Ionenzahl gemessen werden kann. Resultate, die nach dieser Methode erhalten wurden, konnte ich im Juli 1904 [3]) veröffentlichen. Messungen der spez. Ionengeschwindigkeit in natürlich ionisierter Luft sind dann von den Herren H. MACHE und E. v. SCHWEIDLER im Dezember 1904 veröffentlicht worden [4]).

3. Bereits in meiner oben zitierten Arbeit aus dem Jahre 1903 [1]) habe ich auf die Bedeutung gleichzeitiger Messungen des Potentialgefälles und der spez. Leitfähigkeit in der Atmosphäre hingewiesen und auch schon Näherungswerte für die so ermittelte Dichte des vertikalen Leitungsstromes in der Atmosphäre angegeben. Die ersten exakten Resultate erhielt ich nach dieser Methode bei einer Ballonfahrt vom 5. Mai 1904 [3]).

4. Ein Teil der Mängel, welche jetzt Herr H. EBERT an seinem Apparat zur Messung der spez. Ionenzahlen zu heben versucht hat, ist von mir bereits in der oben zitierten Arbeit [2]) (vgl. S. 128, Note [2]) bezeichnet und später auch beseitigt worden [1]) [3]). Insbesondere wird bei den nach meinen Angaben gefertigten Apparaten der Aspirator mit einem Zählwerk versehen; eine Methode zur Eichung des Aspirators ist von Herrn H. SCHERING und mir angegeben worden [5]).

Göttingen, Februar 1905.

[1]) H. GERDIEN, Gött. Nachr. 1903, S. 382—399.
[2]) H. MACHE, Phys. ZS. 4, 717—721, 1903.
[3]) H. GERDIEN, Gött. Nachr. 1904, S. 277—299.
[4]) H. MACHE und E. v. SCHWEIDLER, Phys. ZS. 6, 71—73, 1905.
[5]) H. GERDIEN und H. SCHERING, ebenda 5, 297—298, 1904.

Notiz zu den Bemerkungen des Herrn H. Gerdien;
von H. Ebert.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1905.)
(Vgl. weiter unten S. 132.)

Die Bemerkungen des Herrn H. GERDIEN zu meiner Mitteilung über eine neue Form des von mir konstruierten und zuerst 1901 beschriebenen Ionenaspirationsapparates (diese Ber. 3, 34 bis 37, Heft 2, 1905) könnten in Fernerstehenden den Eindruck erwecken, als ob den Arbeiten des Genannten in dieser Mitteilung nicht gebührend Rechnung getragen sei. Dies veranlaßt mich zu folgenden Gegenbemerkungen: ad 1 und 2. Um mit meinem Apparate neben den Ionendichten auch die spez. Wanderungsgeschwindigkeiten der Ionen zu messen, habe ich mich der von Herrn MACHE angegebenen Methode und nicht der davon wesentlich abweichenden Methode des Herrn H. GERDIEN bedient; es lag daher für mich kein Grund vor, den Letzteren zu zitieren; ich hatte nur auf die Arbeit des Herrn H. MACHE hinzuweisen, was a. a. O. S. 34 auch geschehen ist.

ad 3. Bereits im Herbste 1901, also über zwei Jahre vor Herrn H. GERDIEN, habe ich die Dichte des vertikalen Leitungsstromes in der freien Atmosphäre gemessen (Phys. ZS. 3, 338 bis 339, Nr. 15, 1902).

ad 4. Unvollkommenheiten, welche der ersten Konstruktion meines Ionenaspirationsapparates noch anhafteten, habe ich nicht nur zu heben „versucht", wie Herr GERDIEN meint, sondern sie sind tatsächlich behoben worden und zwar völlig unabhängig von den Publikationen des Genannten; die diesbezüglichen Korrespondenzen mit der zur Anfertigung meiner Aspirationsapparate einzig autorisierten Firma der Herren GÜNTHER und TEGETMEYER in Braunschweig reichen bis zum Jahre 1901 zurück.

Für mich lag nur seither keine Veranlassung vor, darüber zu berichten.

München, März 1905.

Jahrg. 3 **Heft 7**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. **15. April 1905.** **Nr. 7.**

Sitzung vom 17. März 1905.

Vorsitzender: Herr E. HAGEN.

Hr. **F. Kohlrausch** macht im Anschluß an den Nachruf des Hrn. CZAPSKI in voriger Sitzung einige Mitteilungen aus dem früheren Leben ABBES und legt sodann eine Arbeit von Hrn. **Friedrich Kleint:**

Über innere Reibung binärer Mischungen zwischen Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff

vor.

Sodann spricht Hr. **I. Traube:**

Über den Raum der Atome.

Weiter berichtet Hr. **E. Gumlich** über:

Magnetisierung durch Gleichstrom und durch Wechselstrom.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** folgende Mitteilungen vor:

1. Über Dampfdrucke, besonders solche von festen Körpern, nach Untersuchungen von K. STELZNER und G. NIEDERSCHULTE, mitgeteilt von E. WIEDEMANN.
2. Über den Dampfdruck von Quecksilber und Natrium von A. GEBHARDT.
3. Über die Glimmentladung in den Dämpfen der Quecksilberhaloidverbindungen $HgCl_2$, $HgBr_2$, HgJ_2.
4. Notiz zu den Bemerkungen des Hrn. H. GERDIEN von H. EBERT (vgl. Heft 6, S. 130).

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Professor B. DESSAU, Perugia, Università.
(Vorgeschlagen durch Hrn. SCHEEL.)

Bestimmung von Umwandlungspunkten Heuslerscher Mangan-Aluminiumbronzen;
von E. Take.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. März 1905.)
(Vgl. oben S. 87.)

Zunächst werde ich mit kurzen Worten auf die Natur der Bronzen eingehen, welche Herr HEUSLER durch Legieren des 30proz. Mangankupfers des Handels mit verschiedenen Mengen Aluminium herstellte. Magnetometrische Untersuchungen [1]) dieser Legierungen ergaben, daß dieselben trotz der äußerst geringen Magnetisierbarkeit [2]) der Bestandteile zum Teil eine sehr große Susceptibilität besitzen. Der höchste Wert der Magnetisierbarkeit ist etwa ein Drittel so groß wie derjenige des magnetisch

---

[1]) Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. Von FR. HEUSLER und — unter Mitwirkung von F. RICHARZ — von W. STARCK und E. HAUPT, Schriften d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg **13** [5], 237—300, 1904. Marburg, N. G. Elwert. Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 219—232, 12. Juni 1903.

[2]) Über die Susceptibilität von Cu, Al, Mn, Sb, Bi und Sn finden sich in der Literatur folgende Angaben: Kupfer hat (DRESSEL, Lehrbuch der Physik, 2. Aufl., 1900, S. 680) die Susceptibilität $\varkappa = -1{,}27 . 10^{-6}$; für Aluminium ist $\varkappa . 10^6 = +1{,}88$ (A. P. WILLS, Phil. Mag. (5) **45**, 443, 1898). Über die Susceptibilität des Mangans zeigen die Angaben der verschiedenen Autoren einige Differenzen: nach E. SECKELSON (Wied. Ann. **67**, 37, 1899) ist elektrolytisches Mangan (BUNSEN) sehr wenig magnetisierbar. Momentan werden im Physikalischen Institut zu Marburg von Herrn W. GEBHARDT verschiedene Manganproben auf ihre Magnetisierbarkeit hin untersucht, es scheint $\varkappa . 10^6$ etwa von der Größenordnung $+ 50$ zu sein. Antimon und Wismut sind diamagnetisierbar; es sind $\varkappa . 10^6 = -$ etwa 5,58 bzw. $= - 14{,}1$ (A. WINKELMANN, Handbuch d. Phys. **3** [2], 205 und 207, 1900). Für die Susceptibilität des Zinns fand E. SECKELSON (Wied. Ann. **66**, 722, 1898) im Mittel den Wert $\varkappa = + 0{,}32 . 10^{-6}$.

Das von Herrn HEUSLER verwendete Mangankupfer enthält übrigens noch geringe Spuren Fe. Um die eventuell hierdurch bedingte Magnetisierbarkeit zu ermitteln, wurde Mangankupfer mit absichtlich hoch gewähltem Eisengehalt untersucht. Indessen erwies sich selbst ein 1,2 Proz. Eisen enthaltendes Mangankupfer als magnetometrisch unmeßbar (E. HAUPT, l. c., S. 25 u. 31). Der Eisengehalt der HEUSLERschen Bronzen schwankt um etwa 0,4 Proz. herum.

besten Eisens. Weiter ergab sich, daß zunächst mit wachsendem Aluminiumgehalt die Magnetisierbarkeit zunimmt; für den Fall, daß das Atomverhältnis von Mangan zu Aluminium gleich 1 wird, scheint die Susceptibilität ihr Maximum zu erreichen und von da ab wieder langsam abzunehmen.

Herr HEUSLER stellte auch noch Legierungen her, welche sich von den obigen nur durch einen geringen Bleizusatz unterschieden. Durch letzteren wird die Magnetisierbarkeit nicht unerheblich verstärkt; so ergibt z. B. die bleihaltige Bronze P 10 für ein Feld von 150 absoluten Einheiten eine Induktion $\mathfrak{B}$ = etwa 6500 $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$.

Versuche, durch Legieren des 30proz. Mangankupfers mit Zinn, Antimon und Wismut[1]) stark magnetisierbare Körper zu erhalten, hatten wenig oder keinen Erfolg. Die Antimon- und Wismutlegierungen waren zu schwach magnetisierbar, um einen Vergleich zu ermöglichen; etwas stärker ergab sich die Susceptibilität der Mangan-Kupfer-Zinnverbindungen, der größte Wert der Induktion $\mathfrak{B}$ wurde gleich 1500 absoluten Einheiten für ein Feld von 150 C. G. S. ermittelt. Es scheint hier ein Maximum der Magnetisierbarkeit zu existieren für den Fall, daß das Atomverhältnis von Mangan zu Zinn gleich 3 wird.

Ferner hat Herr HEUSLER in Gemeinschaft mit den Herren W. STARCK und E. HAUPT sehr interessante Resultate über die starke Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften dieser Bronzen von ihrer thermischen Vorgeschichte ermittelt, welche Abhängigkeit insbesondere auch schon für die Hysterese konstatiert wurde (S. 273, [37]). Wegen weiterer Einzelheiten sei auf die ausführliche Publikation[2]) verwiesen.

Es bietet nun offenbar ein großes Interesse, die Umwandlungserscheinungen dieser hoch interessanten Legierungen zu studieren, und zwar sowohl die Temperaturen, bei denen eine plötzliche Abnahme bzw. der Verlust der ferromagnetischen Natur dieser Körper erfolgt, wie allgemein diejenigen Punkte, welche sich beim Überschreiten der Trennungslinien zweier Phasen als Umwandlungspunkte zu erkennen geben.

---

[1]) Vgl. Fußnote 2 auf S. 133.
[2]) Vgl. Fußnote 1 auf S. 133.

Mit der Untersuchung dieser Fragen hatte ich bereits vor meiner Promotion begonnen. Indessen wurden mit Genehmigung [1]) der Hohen Philosophischen Fakultät zu Marburg die seinerzeit bereits ausgeführten Messungen von einer Veröffentlichung in der Inaugural-Dissertation ausgeschlossen, da mir sehr daran gelegen war, die interessanten Beziehungen noch weiter zu verfolgen. Über die vervollständigten Untersuchungen habe ich dann in der Sitzung der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg vom 13. August 1904 vorgetragen; dieselben sind aber bisher noch nicht publiziert.

Methoden zur Bestimmung von Umwandlungspunkten.

Es dürfte wohl zweckmäßig sein, an dieser Stelle zunächst einige allgemeine Bemerkungen über die Untersuchung von Umwandlungspunkten [2]) einzuflechten.

Handelt es sich um ferromagnetische Körper, speziell um die kritischen Temperaturen, bei denen die Umwandlung des magnetisierbaren oder unmagnetisierbaren Zustandes stattfindet, so macht man ballistische Aufnahmen des Materials bei verschiedenen Temperaturen.

Einfacher, zuweilen aber weniger sicher, gelangt man in vielen Fällen auch zur Kenntnis der magnetischen Umwandlungspunkte nach zwei Methoden, welche meist bei der Untersuchung kondensierter Systeme in Anwendung gebracht werden, mit Hilfe deren man also allgemein die Strukturumwandlungen bestimmen kann. Es sind dies die dilatometrische und thermometrische Methode. Es leuchtet ein, daß sich nach einer dieser Methoden nicht alle Umwandlungspunkte unbedingt ergeben müssen, daß nämlich in Gegenden, wo sich ein vollständig normales Verhalten der Dilatation oder des Temperaturanstieges zeigt, dennoch Umwandlungspunkte liegen können. Allgemein könnte man ja zur Bestimmung von Umwandlungspunkten die Abhängigkeit irgend einer Eigenschaft von der Temperatur bei konstantem Druck bestimmen und zusehen, ob diese Funktion mehr oder minder plötz-

---

[1]) Vgl. S. 139 meiner Inaug.-Dissert., Marburg 1904.

[2]) Vgl. E. Take, Historisches und Theoretisches über Umwandlungspunkte. Inaug.-Dissert., Teil II, Marburg 1904.

lich irgendwo einen anomalen Verlauf (Knick) oder Diskontinuität zeigt. Indessen ist es nicht gleichgültig, für welche Eigenschaft wir die Abhängigkeit von der Temperatur aufstellen; es kann bei der Umwandlungstemperatur die anomale Änderung einer der Eigenschaften ausbleiben, während sie bei allen anderen Eigenschaften noch existiert [1]).

Bestimmt man also die Abkühlungskurve eines Körpers, d. h. die Abhängigkeit seines Energieinhaltes von der Zeit, so kann man daraus auf die Abwesenheit irgend eines Umwandlungspunktes keine Schlüsse ziehen; ebensowenig läßt sich das ausführen auf Grund einer Dilatationskurve.

Es ist also wohl möglich, aus der Betrachtung einer Isobare allein einen Umwandlungspunkt nicht zu erkennen.

Zum Studium der Umwandlungserscheinungen HEUSLERscher Legierungen ist es also dringend erforderlich, Untersuchungen nach mehreren Methoden auszuführen; nur dann wird es möglich sein, die bei den Mangan-Aluminiumbronzen auftretenden Umwandlungen aufzuklären und von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus zu betrachten; so wird man auch versuchen können, die Gleichgewichtszustände des Systems Mangan-Kupfer-Aluminium vom Standpunkte der GIBBSschen Phasentheorie aus zu beleuchten; die Verhältnisse scheinen hier um vieles einfacher zu liegen als bei dem komplizierten System der Eisen-Kohlenstoffverbindungen mit seinen vielen Formelementen.

Bisher habe ich die Umwandlungen einiger Legierungen nach zwei Methoden untersucht: Zunächst ermittelte ich ihre magnetischen Umwandlungspunkte durch ballistische Messungen mittels des HOPKINSONschen Schlußjoches. Gleichzeitig — in wechselnder Folge — bestimmte ich in einem Dilatometer den Verlauf der Längenänderungen dieser Bronzen bis zu 300°. Letztere Versuche wurden alsdann noch bis zu Temperaturen von 520 bis 530° ausgedehnt.

Ungleich empfindlicher als die dilatometrische ist die thermometrische oder kalorimetrische Methode; ihr verdanken wir auch auf dem Gebiete der Eisen-Kohlenstoffverbindungen unsere eingehendsten Kenntnisse. Es sollen daher auch in dieser Rich-

---

[1]) R. v. SAHMEN und G. TAMMANN, Ann. d. Phys. (4) 10, 879, 1903.

tung Messungen vorgenommen werden, mit deren Vorbereitungen Herr W. GEBHARDT im Physikalischen Institute zu Marburg bereits begonnen hat. Sodann hat sich noch Herr E. HEYN freundlichst erboten, durch mikrophotographische Untersuchungen polierter, geätzter Schliffe weitere Aufklärungen zu verschaffen.

Umwandlungen HEUSLERscher Bronzen.

Einer Untersuchung nach ballistischer und dilatometrischer Methode wurden sieben HEUSLERsche Legierungen unterworfen; von diesen waren fünf reine Mangan-Aluminiumbronzen, während die beiden anderen (M 8 und P 6) noch einen geringen Bleizusatz enthielten. Die untersuchten Körper haben folgende Bezeichnungen und Zusammensetzung [1]):

M 8 . . .	∼ 21 Mn	Guß 1	∼ 21 Mn
𝔐 8 . . .	∼ 21 Mn	Guß 2	∼ 16—17 Mn
P 6 . . .	∼ 16 Mn; 8 Al	36 a	∼ 30 Mn; 10 Al
70	∼ 17—18 Mn, 8—9 Al	71	∼ 25 Mn; 14 Al

Sämtliche Bronzen kamen in nicht künstlich gealtertem Zustande zur Untersuchung; allerdings lagen zwischen Guß und erster ballistischer Messung teilweise mehrere Monate. Nur von der Probe M 8 standen zwei Gußstücke zur Verfügung. Das eine derselben — welches im folgenden mit 𝔐 8 bezeichnet werden möge — wurde nach dem Guß zunächst durch 50stündiges Erhitzen bei der Siedetemperatur des Toluols (110°) „gealtert“ und erst in diesem Zustande untersucht.

Es sollen jetzt in großen Zügen die erhaltenen Versuchsergebnisse dargestellt werden; eine ausführlichere Publikation ist demnächst für die „Annalen der Physik“ in Aussicht genommen.

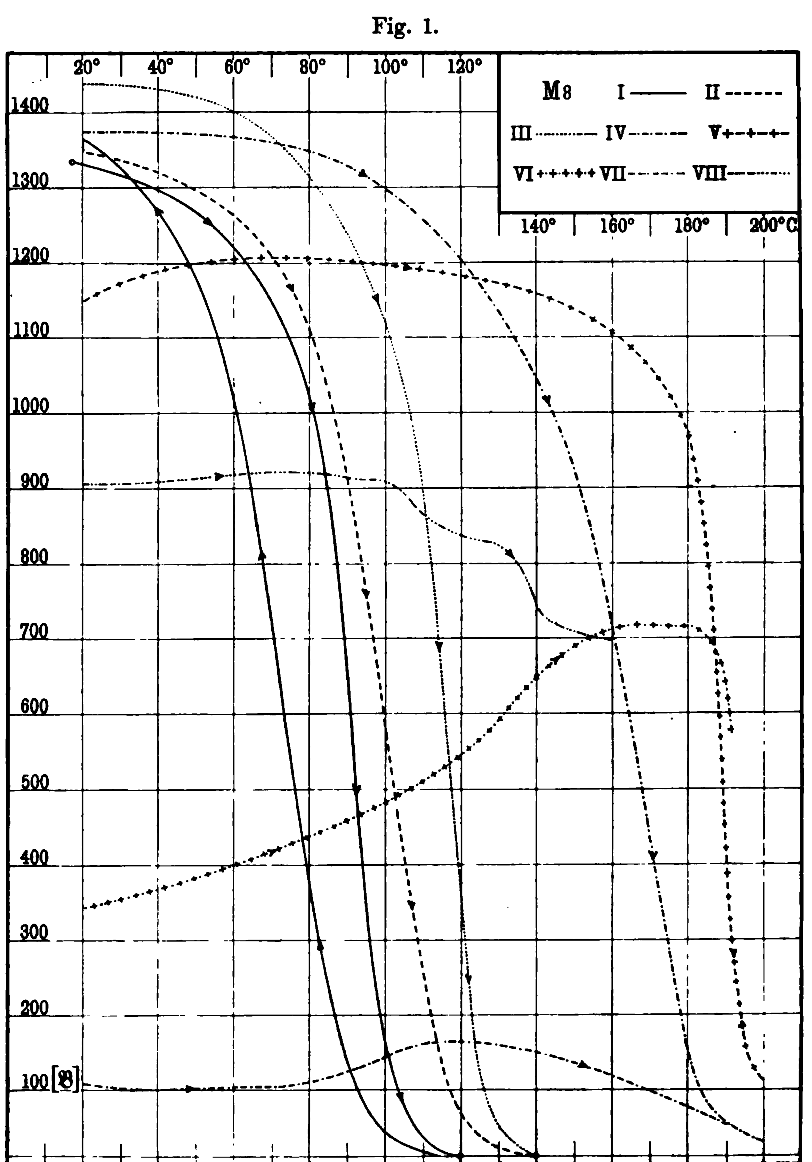
M 8 und Guß 1.

Um einen besseren Überblick zu gewinnen, sind die ballistischen Aufnahmen von M 8 in ihren wesentlichsten Typen in Fig. 1 graphisch dargestellt. Als Abscissen sind die Tempera-

[1]) Die in der Tabelle angegebenen Bestandteile der einzelnen Bronzen geben nur angenäherte Werte. Die genaueren Analysen sind noch nicht fertiggestellt, sie können daher erst in der ausführlichen Publikation mitgeteilt werden. Vgl. auch S. 141, Zeile 29—34.

turen und als Ordinaten die zugehörigen Induktionswerte 𝔅 aufgetragen. Wie man aus diesen Aufzeichnungen (Kurve I) ersieht,

Fig. 1.



nimmt die Magnetisierbarkeit der ungealterten bleihaltigen Bronze M 8 mit wachsender Temperatur sofort stark ab, bis bei 120° ganz allmählich der kritische Punkt ($\mathfrak{H} = 8{,}5\,\mathrm{cm}^{-1/2}\,\mathrm{g}^{1/2}\,\mathrm{sec}^{-1}$) erreicht wird: die Bronze ist so gut wie unmagnetisierbar; sie verbleibt in diesem Zustande, wenn man die Temperatur noch höher treibt. Ohne indessen den magnetischen Umwandlungspunkt allzu weit zu überschreiten, überließ ich die Probe bei 130° einer langsamen Abkühlung (Kurve I); bei 115° stellte sich der Beginn der Rückverwandlung in den ferromagnetisierbaren Zustand ein. Mit weiterer Abnahme der Temperatur stieg jetzt die Magnetisierbarkeit wieder sehr schnell an, sie strebte aber nicht dem alten Werte zu, sondern es machte sich eine Art von „Alterung“ geltend, insofern nach Abkühlen auf Zimmertemperatur die Bronze eine höhere Magnetisierbarkeit angenommen als sie zuvor, unmittelbar nach dem Guß, besessen hatte. Ganz analoges Verhalten zeigte M 8 bei einer zweiten (Kurve II) und dritten (Kurve III) Erwärmung bzw. Abkühlung, nur fand sich, daß die Umwandlungstemperatur keine konstante Lage hat, sie stieg bei der zweiten Erwärmung auf 140° und verblieb daselbst auch bei der dritten Versuchsreihe. Charakteristisch für die bisherigen Umwandlungserscheinungen der bleihaltigen Bronze M 8 ist noch der geringe Wert der Temperaturhysteresis, welcher in obigen drei Fällen nur 5° betrug.

Völlig abweichend vom bisherigen Verhalten zeigte sich die Legierung bei einer vierten Erwärmung (Kurve IV): Auch hier nahm die Magnetisierbarkeit mit steigender Temperatur von Anfang an ab, aber in einem weit langsameren Maße als in den drei ersten Fällen. Einen wesentlichen Unterschied zeigte indessen die Lage der kritischen Temperatur; dieselbe befand sich nicht mehr bei 140°, sondern etwa 60° höher bei etwa 210°. Den Umwandlungspunkt selbst erreichte die Bronze nicht, bereits 10° tiefer, bei 200°, wurde die Erwärmung abgebrochen. Es fand sich ferner, daß diesmal nach der Abkühlung auf Zimmertemperatur auch keine Verstärkung der Magnetisierbarkeit eintrat; dieselbe wurde sogar bedeutend kleiner als sie zu Anfang des Versuches gewesen war. Ein abermaliges fünftes Erhitzen (Kurve V) zeigte im wesentlichen dasselbe Verhalten wie die vierte Erwärmung. Die Magnetisierbarkeit nahm dieses Mal mit steigender

Temperatur zunächst etwas zu, um so schroffer war dann nachher der Abfall bei Annäherung an den magnetischen Umwandlungspunkt; letzterer lag auch nicht mehr bei 210°, sondern, wie aus dem Verlauf der Kurve V zu schließen ist, vermutlich noch 20 bis 30° höher.

Leider war der Anwendung höherer Temperaturen als 215° durch die Konstruktion der zu den ballistischen Aufnahmen dienenden Spulen eine Grenze gesetzt: Jene Temperatur durfte nicht überschritten werden, weil sonst eine Verkohlung der seidenen Drahtumspinnungen begonnen hätte.

Auch dieses Mal, bei der fünften Versuchsreihe, wurde der Umwandlungspunkt daher nicht erreicht. Um nun die kritische Temperatur einmal überschreiten zu können, untersuchte ich die Bronze jetzt im Dilatometer: die durchaus regelmäßige Dilatation wurde bei 270° durch eine ganz geringe Anomalie gestört. Offenbar entspricht dieser Punkt der magnetischen Umwandlung der Legierung. Nach Erhitzen bis auf 300° leitete ich eine langsame Abkühlung der Probe ein, auch die Rückverwandlung des magnetischen Zustandes machte sich jetzt bei 230 bis 240° durch einen anomalen Verlauf der Kontraktion bemerklich. Indessen nahm der Probestab nach Abkühlung auf Zimmertemperatur nicht mehr seine vor der Dilatation gemessene Länge an; es ergab sich eine dauernde Kontraktion von $^4/_{100}$ mm. Unmittelbar nach der Dilatation erfolgte noch eine ballistische Aufnahme: die Magnetisierbarkeit war durch Überschreiten des bei 270° gelegenen Umwandlungspunktes ϑ_a qualitativ reversibel ($\vartheta_e = 240°$); quantitativ indessen zeigte sich eine ganz bedeutende Abnahme; die Induktion $\mathfrak{B}$ betrug nur noch etwa ein Drittel von ihrem Anfangswert. Eine nochmalige Erhitzung (Kurve VI) im Schlußjoch bis 195° ergab nunmehr auch eine wesentliche Änderung im Charakter der ballistischen Kurve. Während bisher die Induktionswerte mit wachsender Temperatur abnahmen oder nur höchstens innerhalb des Anfangsstadiums der Erhitzung ganz minimal anwuchsen, ergab sich jetzt bis 160° eine regelmäßige Steigerung der Induktion um etwa 100 Proz. des Ausgangswertes, von 190° an erfolgte dann ein sehr schroffer Fall der Magnetisierbarkeit.

Ich versuchte nun, die Bronze M 8 durch ein von Herrn HEUSLER bei der künstlichen Alterung angewendetes Verfahren

wieder in einen stärker magnetisierbaren Zustand zurückzuführen: die Legierung wurde 48 Stunden lang in siedendem Anilin (184°) gekocht, also bei einer Temperatur, die jedenfalls weit unterhalb der kritischen gelegen war. Das Resultat bestätigte jedoch die Erwartungen nicht, anstatt Verstärkung ergab sich bedeutende Abnahme der Magnetisierbarkeit; der ballistisch gemessene Induktionswert (Kurve VII) war um nahezu 70 Proz. kleiner als vor der Erwärmung. Auffallend ist auch die Lage des Umwandlungspunktes, welcher sich wieder bei 200 bis 210° befand (vgl. auch Kurve IV).

Dies sind im wesentlichen die Resultate der ballistischen und dilatometrischen Untersuchungen von M 8. Die auffallendste Erscheinung bietet dabei offenbar die bei der vierten Versuchsreihe aufgetretene plötzliche Verschiebung der kritischen Temperatur ϑ_a von 140° auf 210°. Wie letztere zu erklären, läßt sich natürlich noch nicht sagen, dazu sind weitere Aufnahmen, besonders mikrographische Untersuchungen, erforderlich. Indessen sind Herr HEUSLER und ich der Ansicht, daß der Grund dieser überraschenden Erscheinung wahrscheinlich in der Rolle zu suchen ist, welche das Blei bei der Erniedrigung des Umwandlungspunktes der bleifreien Bronze spielt [1]). Nimmt man an, daß das Blei durch das wiederholte Erhitzen auf höhere Temperaturen seine obige Eigenschaft in irgend einer uns noch unbekannten Weise verloren hat, so könnte man vermuten, daß 210° vielleicht die Umwandlungstemperatur der bleifreien Bronze gleicher Zusammensetzung bedeutet. Um letztere Frage zu entscheiden, stellte mir Herr HEUSLER in liebenswürdiger Weise eine Bronze (Guß 1) her, welche sich von M 8 nur durch das Fehlen des Bleizusatzes unterscheiden sollte. Bekanntlich hat man es aber bei den Schwierigkeiten eines Gusses kleiner Mengen, im Laboratorium, nicht in der Hand, eine Bronze von genau vorgeschriebener Zusammensetzung herzustellen, es ist also möglich oder sogar wahrscheinlich, daß Guß 1 die Bestandteile Mangan und Aluminium in etwas anderen Mengenverhältnissen als M 8 enthält. Ballistische Aufnahmen von Guß 1 ergaben nun, daß der Umwandlungspunkt ϑ_a

[1]) Ein analoges Verhalten zeigen die Eisen-Kohlenstoff-Legierungen (vgl. S. 82 meiner Inaug.-Diss. l. c.); ich werde in der ausführlichen Publikation näher hierauf eingehen.

dieser Legierung direkt nach dem Guß in der Tat bei etwa 230 bis 240° gelegen ist; dieses Resultat scheint also unsere obige Vermutung zu bestätigen.

𝔐 8.

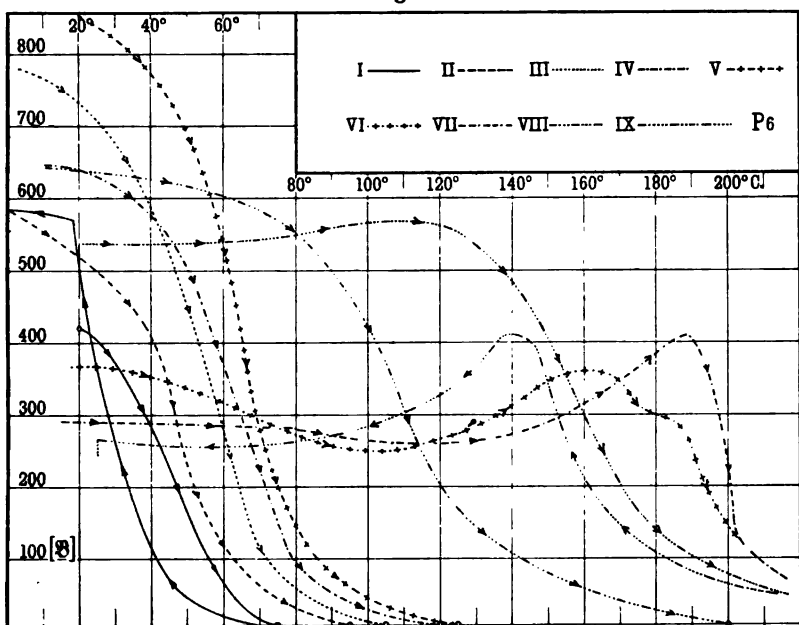
Von der Bronze M 8 standen mir (S. 137) zwei aus verschiedenen Güssen stammende Probestücke zur Verfügung. Dasjenige, dessen Verhalten im vorigen beschrieben, wurde ungealtert untersucht, das andere (𝔐 8) derselben erhitzte ich zunächst 50 Stunden lang in siedendem Toluol (110°) und untersuchte es dann nach der ballistischen und dilatometrischen Methode. Bei 220° war die Bronze noch ziemlich stark magnetisierbar, wenngleich die ballistische Induktionskurve bereits in starker Senkung zum magnetischen Umwandlungspunkte hin begriffen war. Wo letzterer gelegen, ist nicht zu erkennen; eine dilatometrische Aufnahme bis 300° zeigte nicht die geringsten Spuren eines anomalen Verlaufes.

P 6.

Bei erstmaligem Erhitzen (Fig. 2, Kurve I) war der Umwandlungspunkt bei etwa 75° gelegen. Analog den Ergebnissen von M 8 zeigte sich beim Abkühlen nur eine geringe Temperaturhysteresis von etwa 5°, gleichfalls war nach der Wiederabkühlung auf Zimmertemperatur die Magnetisierbarkeit der Bronze gestiegen. Dasselbe Verhalten zeigte eine zweite (Kurve II) und dritte (Kurve III) Erwärmung, nur stieg dabei die kritische Temperatur der magnetischen Umwandlung auf 95 bzw. 105°. Es folgte jetzt eine Untersuchung im Dilatometer, welche eine ganz minimale Anomalie der Ausdehnung bei 110 bis 120° aufwies. Eine nochmalige ballistische Messung (Kurve IV) ergab sodann eine magnetische Umwandlungstemperatur von 120°. Ich wollte nun versuchen, auch hier wie bei M 8 durch wiederholtes starkes Erhitzen eine größere sprungweise Verschiebung des Umwandlungspunktes herbeizuführen; viermaliges Erhitzen (Kurve V) auf 140° zeigte jedoch keinen Erfolg: die kritische Temperatur blieb genau bei 125° liegen. Nunmehr erhitzte ich P 6 noch höher bis etwa 200°, und jetzt ergaben erneute ballistische Aufnahmen (Kurven VI und VII) einen gewaltigen Sprung des Umwandlungspunktes um etwa 110°; dilatometrisch gab sich die jetzige Lage der Um-

wandlung bei 230 bis 240° durch den anormalen Verlauf der Ausdehnung zu erkennen. Man hätte nun vermuten sollen, daß fernere ballistische Aufnahmen noch eine geringe Erhöhung der Umwandlungstemperatur ergeben würden: Indessen brachten Versuche in dieser Richtung ein sehr interessantes, unerwartetes Resultat: Durch die Erwärmung der Bronze im Dilatometer bis

Fig. 2.



auf 290° war nunmehr die kritische Temperatur wiederum gesunken (Kurve VIII); sie lag jetzt bei 190°, also innerhalb des Intervalles von 125 bis 235°, welches der Umwandlungspunkt nach der sechsten Versuchsreihe übersprungen hatte. Eine nochmalige Erwärmung (Kurve IX) von P 6 im Schlußjoche ergab wieder eine Erhöhung der kritischen Temperatur auf etwa 240°.

Guß 2.

Von besonderem Interesse ist nun die Frage, wie sich eine bleilose Mangan-Aluminiumbronze von im übrigen gleicher Zusammensetzung wie P 6 verhält? Eine annähernd solche Legie-

rung stand mir in Guß 2 zur Verfügung; die genaueren Analysen werden noch zeigen, wie weit Guß 2 und P 6 in ihren Bestandteilen differieren. Eine ballistische Untersuchung von Guß 2 ergab nun, daß die Temperatur der magnetischen Umwandlung direkt nach dem Guß bei 125° gelegen ist. Innerhalb acht weiterer, teils ballistischer, teils dilatometrischer Versuchsreihen stieg dann die kritische Temperatur allmählich bis auf 210°. Aus diesen Angaben ersieht man, daß also bei der bleihaltigen Bronze P 6 die kritische Temperatur der magnetischen Umwandlung bereits nach der sechsten Versuchsreihe bis zur Umwandlungstemperatur (125°) der bleifreien Bronze „Guß 2" gleicher Zusammensetzung gestiegen war. Das Blei, welches direkt nach dem Guß die im Verhältnis zu Guß 2 erniedrigten Umwandlungstemperaturen von P 6 bedingte, hat diese Eigenschaft offenbar schnell verloren. Indessen haben wir in qualitativer Hinsicht wohl denselben Zusammenhang (S. 141) wie zwischen M 8 und Guß 1. Wie nun aber der bei P 6 konstatierte Sprung der Umwandlungstemperatur von 125° auf 230 bis 240° zu erklären, läßt sich vorläufig noch nicht einsehen, bevor weitere Versuche, besonders die mikrographischen an geätzten Schliffen, mehr Klarheit über die ganze Konstitution der Bronzen gebracht haben.

Außer den bisher angeführten Legierungen wurden nach der ballistischen Methode noch die drei bleifreien Bronzen 36a, 70 und 71 untersucht. Es zeigten sich im wesentlichen dieselben Erscheinungen, welche bereits bei den bleifreien Bronzen Guß 1 und Guß 2 beobachtet wurden. Von besonderem Interesse ist hier der große Betrag der Temperaturhysteresis (20 bis 30°), welcher bei 36a gefunden wurde.

Da nach dem Erhitzen der Bronzen bis zu ihrer kritischen Temperatur und darauf folgender Abkühlung die Magnetisierbarkeit in vielen Fällen zugenommen, so lag die Frage auf der Hand, ob sich mit weitergehender Abkühlung unter Zimmertemperatur noch bedeutende Verstärkung erreichen läßt. Versuche, welche in dieser Hinsicht bis zu einer Temperatur von —120° angestellt wurden, ergaben jedoch, daß die untersuchten Bronzen durch die tiefe Abkühlung sozusagen unverändert geblieben waren.

Soweit bisher besprochen, wurden die dilatometrischen Untersuchungen der Bronzen nur um wenige Grad über die kritischen Temperaturen der magnetischen Umwandlungen hinaus ausgedehnt; letztere traten dabei nur durch äußerst geringe Anomalien zutage. Ich untersuchte nun noch die Bronzen im Dilatometer bis zu einer Temperatur von 520°, um etwaige oberhalb der magnetischen Umwandlungspunkte gelegene Strukturumwandlungen aufzufinden. Es zeigte sich, daß meist zwischen 400 und 500° weitere Umwandlungen erfolgen, welche dilatometrisch von teilweise sehr großen Anomalien begleitet und in vielen Fällen selbst nach Abkühlen auf Zimmertemperatur noch irreversibel sind; gleichfalls ergaben sich in sämtlichen Fällen dauernde Längenänderungen. So waren nach der Dilatation bis 520° die Legierungen P 6, 36 a, Guß 2 und 71 so gut wie unmagnetisierbar; Guß 1 und 𝔐 8 dagegen waren nahezu unverändert. Völlig abweichend war das Verhalten von M 8 und 70: hier ergab sich neben dauernder Kontraktion Verstärkung der Magnetisierbarkeit; der ballistisch gemessene Induktionswert war im Verhältnis 11 : 10 bzw. 5 : 1 gewachsen. Nach einer nochmaligen Erhitzung von M 8 auf 530° war die Induktion nunmehr wiederum etwa auf das Fünffache gestiegen (Fig. 1, Kurve VIII). Schließlich versuchte ich noch, die durch die Dilatation bis 520° geschwächten bzw. nahezu unmagnetisierbar gewordenen Bronzen durch langsames Abkühlen bis — 185° wieder in einen stärker magnetisierbaren Zustand zu versetzen, indessen waren diese Versuche fast ohne irgend einen Einfluß.

Physikalisches Institut Marburg, Februar 1905.

Über innere Reibung binärer Mischungen zwischen Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff;

von Friedrich Kleint.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1905.)

(Vgl. oben S. 131.)

In den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft zeigt M. THIESEN [1]), daß die Diffusion zweier Gase von vier Konstanten, a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22}, abhängt, und daß die Bestimmung der Verhältnisse $\frac{a_{12}}{a_{11}}$ und $\frac{a_{21}}{a_{22}}$ aus Beobachtungen über die innere Reibung von Gasgemischen möglich ist. Da die bisher vorliegenden Untersuchungen dieser Art von PULUJ [2]) und BREITENBACH [3]), jene wegen der Methode, diese wegen Herstellung der Mischungen in einem Wassergasometer mit Bestimmung des Prozentgehaltes nur vor den Versuchen nicht völlig einwandfrei sind, so gewinnen genaue Untersuchungen in dieser Richtung erneutes Interesse.

Die Grenze der Genauigkeit der PULUJschen Formel — eine durch die bereits erwähnten Beobachtungen nicht ganz gelöste Frage — festzustellen, sowie den Nachweis der Richtigkeit der SUTHERLANDschen Formel für Gasgemische zu führen, waren weitere Gesichtspunkte für mich, um die innere Reibung von Gemischen zwischen Wasserstoff, chemischem Stickstoff und Sauerstoff in binären Mischungen bei Zimmertemperatur, bei der Siedetemperatur des Wassers und des Anilins auf Anregung und mit freundlichst gewährter Unterstützung des Herrn Professor Dr. DORN zu untersuchen.

---

[1]) M. THIESEN, diese Verh. 4, 348—360, 1902.

[2]) J. PULUJ, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Wien **79** [2], 97—113 u. 745—756; Carls Rep. 15, 578—592 u. 633—642, 1879.

[3]) P. BREITENBACH, Erlang. Inaug.-Diss. 1898; Wied. Ann. **67**, 803—827, 1899.

Die nach der Transpirationsmethode angestellten Beobachtungen geschahen mittels eines Apparates, dessen Beschreibung H. SCHULTZE in Wied. Ann. 5, 141—145, 1901 gibt. Ebendort findet sich die den Berechnungen der Einzelversuche zugrunde liegende Formel, nämlich

$$\eta_{abs} = \pi \cdot t \cdot \frac{[p_1(2P + p_1) - p_2(2P + p_2)] \cdot g \cdot 13{,}5957}{2(P + p_1)} \cdot \frac{R^4 \cdot 13{,}5957(1 + \alpha T)}{L \cdot 8M \cdot (1 + 0{,}000181\,T)(1 + \alpha T')} \cdot \left(1 + \frac{4\zeta}{R}\right).$$

Hierin bedeutet:

η den Reibungskoeffizienten in absolutem Maß, wenn die übrigen Größen in cm, g und sec ausgedrückt sind,
t die Dauer des Versuches,
P den korrigierten Barometerstand,
p_1 und p_2 die durch die Manometer angezeigten Drucke,
g die Schwerebeschleunigung; für Halle $= 981{,}14$,
R den Radius der Kapillare,
L die Länge derselben,
T die Temperatur des Gasbehälters, bei der das durch die Kapillare hindurchgedrückte Gasvolumen gemessen wird,
T' die Temperatur der Kapillare,
M die jenem Gasvolumen äquivalente Masse Quecksilber und
ζ den Gleitungskoeffizienten.

Für Luft wurde ζ bei Zimmertemperatur nach KUNDT und WARBURG [1]), bei 100° und 183° nach P. BREITENBACH [2]) berücksichtigt.

Für jedes Gasgemisch wurde statt ζ angesetzt die theoretisch ihm gleiche, mittlere, molekulare Weglänge, die nach O. E. MEYER [3]) aus der Dichte ϱ_0 (Wasser $= 1$), aus dem JOULE-CLAUSIUS schen Mittelwert der molekularen Geschwindigkeit G und aus dem den Beobachtungen entnommenen Reibungskoeffizienten η'_0 ohne Gleitung folgendermaßen berechnet wurde:

$$G_0^2 = \frac{3 \cdot 13{,}5957 \cdot 981{,}14 \cdot 76}{\varrho_0}; \quad L_0 = \frac{\eta'_0}{0{,}28531 \cdot \varrho_0 \cdot G_0}.$$

[1]) KUNDT und WARBURG, Pogg. Ann. 155, 337 u. 525.
[2]) P. BREITENBACH, Wied. Ann. 67, 826, 1899.
[3]) O. E. MEYER, Kin. Theorie d. Gase, 2. Aufl., 1899, S. 56 u. 189.

Der mittlere Druck in der Kapillare wurde bestimmt nach WARBURG[1]) aus

$$p = \frac{P_0}{1 + \frac{P_0 - p_0}{P_0}}$$

(P_0 und p_0 die Drucke an den Enden der Kapillare).

Versuche mit kohlensäurefreier Luft vor und zwischen den eigentlichen Beobachtungen gestatteten ein kontrollierendes, zuverlässiges Arbeiten und erwiesen die gute Brauchbarkeit des Apparates. Man vergleiche:

H. SCHULTZE[2]) fand für Luft

$\eta_{15^0} \,.\, 10^7 = 1811; \quad \eta_{99,7^0} \,.\, 10^7 = 2208; \quad \eta_{182,9^0} \,.\, 10^7 = 2571.$

Meine Vorversuche ergaben

$\eta_{15^0} \,.\, 10^7 = 1812; \quad \eta_{99,7^0} \,.\, 10^7 = 2207; \quad \eta_{182,9^0} \,.\, 10^7 = 2576.$

Die letzten Kontrollversuche

$$\eta_{15^0} \,.\, 10^7 = 1810.$$

Den Ausgangspunkt der eigentlichen Beobachtungen bildete Knallgas. Erhalten durch Elektrolyse aus verdünnter Phosphorsäure, wurde es durch konzentrierte Schwefelsäure, Natronkalk und Phosphorpentoxyd getrocknet. Langsames Hindurchleiten durch ein Bad von siedendem Wasser zerstörte etwa auftretendes Ozon. Gummiverbindungen wurden nie verwandt, die Glasröhren stets zusammengeblasen. Wo Bleiröhren mit Glas in Verbindung zu setzen waren, gelangten Siegellackkittungen mit darüber gelegtem Klebwachs zur Anwendung. Eine zweimalige Spülung des Reibungsapparates mit Knallgas bis zu 25 cm Hg Druck ging der endgültigen Füllung voraus.

Die Beobachtungen geschahen zur Sicherheit der Reinheit an zwei Füllungen. Eine angestellte Analyse ergab eine Abweichung von $^1/_5$ Proz. von der theoretischen Zusammensetzung.

Hier wie bei späteren Mischungen zwischen Wasserstoff und Sauerstoff wurde auf eventuelle Wasserbildung beim Durchströmen der Kapillare bei 183° untersucht, indem nach den Beobachtungen

[1]) WARBURG, Pogg. Ann. 159, 400, 1876.
[2]) H. SCHULTZE, Ann. d. Phys. (4) 5, 157, 1901.

bei 183° nochmals Versuche bei Zimmertemperatur angestellt wurden. Das Ergebnis verneinte stets.

Bezüglich der sehr guten Übereinstimmung der Versuche untereinander verweise ich auf meine Dissertation; im folgenden gebe ich überall nur die Endresultate. Die über Knallgas finden sich auf der Tabelle, S. 150, mit den übrigen Mischungen zwischen Wasserstoff und Sauerstoff zusammen.

Die Gemische dieser Art wurden nach zwei Methoden erhalten. Ein Zersetzungsapparat, gefüllt mit verdünnter Schwefelsäure, zwischen dessen Schenkeln sich nach Travers[1]) ein mittels Siegellack eingekittetes Tondiaphragma befand, lieferte die reinen Gase, deren Berührung mit Gummi oder Klebwachs vermieden und die für jedes Gemisch eigens hergestellt wurden. Etwa auftretendes Ozon wurde wie beim Knallgas zerstört.

Bei der Methode a) wurden nach Ausschaltung der evakuierten Kapillare nebst Vorwärmeröhren auf jeder Seite des Reibungsapparates für sich mittels der fast gleichen Volumina und der Quecksilberwassermanometer Mischungen von annähernd gleicher Zusammensetzung hergestellt und die letzten Unterschiede durch häufig wiederholtes Hin- und Herdrücken durch die Kapillare beseitigt. Direkt vor und nach den Versuchen angestellte Analysen ergaben keine größeren Abweichungen als solche im Bereich der Beobachtungsfehler, d. h. sie betrugen selten mehr als $^1/_{10}$ Proz.

Bei der Methode b) wurde eine Quecksilberpipette von ungefähr 500 ccm Inhalt, die in direkter Verbindung mit dem Zersetzungsapparat wie auch mit dem Reibungsapparat stand, teilweise mit dem einen Gase gefüllt und dann von dem zweiten unter Überdruck mehr oder weniger hinzugegeben.

Zur Bestimmung des genauen Prozentgehaltes wurde das Gemisch stets durch eine Sprengelpumpe unter Quecksilber in ein eiförmiges Glasgefäß gedrückt, in die Hempelschen Pipetten[2]) gesaugt und mittels des Hempelschen Apparates[1]) für exakte Gasanalysen ohne Gummiverbindungen und Schliffe analysiert.

---

[1]) Travers, Study on gases, S. 43.

[2]) Hempel, Gasanalytische Methoden, Braunschweig 1900.

Wasserstoff—Sauerstoff.

Methode	Proz. O	Proz. H	T'	$p_1(p_2)$	$p_2(p_1)$	P	$\eta'.10^7$	$\eta.10^7$
I. . . . . b	5,21	94,79	14,7	13,543	3,0985	74,506	1082	1091
			99,5			74,488	1297	1308
			183,1			74,523	1488	1500
II. . . . . a	8,78	91,22	14,0	13,549	3,0965	76,684	1179	1188
			100,1			76,698	1419	1430
III. . . . a	15,61	84,39	12,8	13,518	3,064	75,314	1341	1351
			99,3			75,457	1638	1650
			183,3			75,548	1876	1890
IV.	33,33	66,67	18,5	13,518	3,064	75,539	1678	1690
			99,4			75,240	2019	2033
			182,6			75,703	2324	2340
V. . . . . b	56,78	43,22	14,2	13,556	3,101	76,236	1862	1873
			100,2			75,865	2270	2284
VI. . . . a	81,26	18,74	19,6	13,518	3,064	75,024	2006	2017
			99,8			75,138	2418	2432
			183,4			75,315	2801	2817
VII. . . . a	95,55	4,45	14,7	13,518	3,064	76,313	2002	2012
			100,0			76,354	2471	2484
			183,6			76,546	2876	2891

Plötzliches Undichtwerden der Vorwärmeröhren hinderte bei II. Versuche bei 183°.

Bei V., sowie kurz vorher bei einer analog zusammengesetzten, fand beim Ablassen des Quecksilbers durch Überspringen eines Fünkchens am Platin-Quecksilberkontakt trotz parallel geschalteten Graphitwiderstandes eine Explosion statt, aus welchem Grunde Beobachtungen bei 183° nicht vorliegen.

Der benutzte Stickstoff war seinerzeit von H. MARKOWSKI [1]) durch Erwärmen einer Mischung von Chlorammonium-Kaliumbichromat- und Kaliumnitritlösung dargestellt. Um ihn nochmals von eventuellen Beimengungen, wie Sauerstoff und Wasserstoff, zu befreien, wurde er zur Herstellung jedes Gemisches getrocknet über zwei Verbrennungsrohre, von denen das erste reduzierte

[1]) H. MARKOWSKI, Inaug.-Dissert. Halle, 1903, S. 26—29.

Kupferspiralen und ein eng zusammengerolltes Kupferdrahtnetz, das zweite wirksames Kupferoxyd enthielt, zur Quecksilberpipette geleitet. Durch Zugeben von mehr oder weniger Sauerstoff, bezüglich Wasserstoff wurden die folgenden Gemische erhalten.

Sauerstoff—Stickstoff.

	Proz. O	Proz. N	T'	$p_1(p_2)$	$p_2(p_1)$	P	$\eta' \cdot 10^7$	$\eta \cdot 10^7$
I.	69,24	30,76	13,4			75,108	1929	1939
			98,8	13,549	3,119	75,157	2352	2364
			182,7			74,919	2762	2776
II.	50,79	49,21	13,5			75,643	1873	1882
			99,6	13,549	3,119	75,309	2287	2298
			183,2			75,924	2664	2677
III.	25,58	74,42	14,7			74,929	1803	1812
			100,0	13,549	3,119	74,953	2202	2213
			183,5			75,317	2557	2569

Wasserstoff—Stickstoff.

	Proz. H	Proz. N	T'	$p_1(p_2)$	$p_2(p_1)$	P	$\eta' \cdot 10^7$	$\eta \cdot 10^7$
I.	19,97	80,03	15,7			75,323	1705	1714
			99,6	13,549	3,119	75,372	2066	2077
			183,1			75,130	2393	2405
II.	36,20	63,80	14,2			74,956	1650	1659
			99,7	13,549	3,119	75,010	2000	2011
			183,4			74,778	2308	2321
III.	53,55	46,45	14,6			75,464	1575	1585
			99,8	13,549	3,119	75,661	1909	1921
			183,4			75,682	2203	2216
IV.	82,61	17,39	17,0			75,635	1318	1328
			99,9	13,946	2,957	75,636	1581	1593
			183,2			75,462	1815	1829
V.	93,62	6,38	16,7			75,969	1107	1116
			99,9	13,946	2,957	75,901	1318	1329
			183,7			75,572	1516	1529

Die Reibungskoeffizienten der reinen Gase sind der Arbeit von MARKOWSKI entnommen, nachdem an einigen Zahlen eine Korrektion infolge der nicht völlig berücksichtigten Gleitung angebracht war.

Eigene Beobachtungen mit Wasserstoff und Stickstoff zeigten mit denen von MARKOWSKI gute Übereinstimmung; für diese beiden Gase wurden daher die Mittel aus den beiden Beobachtungsreihen angesetzt.

Sodann wurden nach der SUTHERLANDschen Formel

$$\eta_\vartheta = \eta_0 \cdot \frac{1 + \alpha \,.\, C}{1 + \frac{C}{\theta}} \cdot \sqrt{1 + \alpha \vartheta},$$

die Größen η_0 und C für jedes reine Gas und Gemisch nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgerechnet, die gefundenen Werte wieder in diese Formel eingeführt und so die unter „berechnet" mitgeteilten Werte erhalten.

Die Größe C' in den folgenden Tabellen ist für jedes Gemisch aus den Kohäsionskonstanten seiner Bestandteile nach der Mischungsregel berechnet.

Wasserstoff—Sauerstoff.

Proz. O	Proz. H	C'	C	$\eta_0 . 10^7$	$\vartheta (T')$	$\eta . 10^7$ beobachtet	$\eta . 10^7$ berechnet	Differenz in Proz.
0,00	100,00	91	91	841	13,0	873	871	0,2
					100,4	1050	1054	0,4
					183,8	1212	1210	0,2
5,21	94,79	93	85	1049	14,7	1091	1090	0,1
					99,5	1308	1309	0,1
					183,1	1500	1499	0,1
8,78	91,22	95	84	1145	14,0	1188	1188	—
					100,1	1430	1430	—
15,61	84,39	98	99	1307	12,8	1351	1354	0,2
					99,3	1650	1644	0,4
					183,3	1890	1893	0,2
33,33	66,67	106	107	1607	18,5	1690	1691	0,1
					99,4	2033	2030	0,1
					182,6	2340	2342	0,1

Proz. O	Proz. H	C'	C	$\eta_0 . 10^7$	$\vartheta(T')$	$\eta . 10^7$ beobachtet	$\eta . 10^7$ berechnet	Differenz in Proz.
56,78	43,22	117	112	1800	14,2	1873	1873	—
					100,2	2284	2284	—
81,26	18,74	128	121	1908	19,6	2017	2017	0,0
					99,8	2432	2431	0,0
					183,4	2817	2817	0,0
95,55	4,45	134	142	1927	14,7	2012	2014	0,1
					100,0	2484	2481	0,1
					183,6	2891	2892	0,0
100,00	0,00	136	136	1931	16,75	2024	2028	0,2
					99,74	2488	2478	0,4
					185,80	2891	2895	0,1

Sauerstoff—Stickstoff.

Proz. N	Proz. O	C'	C	$\eta_0 . 10^7$	$\vartheta(T')$	$\eta . 10^7$ beobachtet	$\eta . 10^7$ berechnet	Differenz in Proz.
0,00	100,00	136	136	1931	16,75	2024	2028	0,2
					99,74	2488	2478	0,4
					185,80	2891	2895	0,1
30,76	69,24	130	135	1857	13,4	1939	1932	0,4 [1]
					98,8	2364	2377	0,6
					182,7	2776	2768	0,3
49,21	50,79	127	124	1807	13,5	1882	1878	0,2
					99,6	2298	2304	0,3
					183,2	2677	2673	0,1
74,42	25,58	123	124	1736	14,7	1812	1811	0,1
					100,0	2213	2216	0,1
					183,5	2569	2569	0,0
0,00	100,00	118	118	1671	14,6	1742	1742	0,0
					99,8	2125	2125	0,0
					182,7	2459	2458	0,0

[1] Für dieses Gemisch habe ich bei den weiteren Betrachtungen die Mittelwerte aus „berechn." und „beob." verwertet; über den Grund vergleiche man S. 41 meiner Inaugural-Dissertation.

Stickstoff—Wasserstoff.

Proz. H	Proz. N	C'	C	$\eta_0 . 10^7$	$\vartheta(T')$	$\eta . 10^7$		Differenz in Proz.
						beobachtet	berechnet	
0,00	100,00	118	118	1671	14,6	1742	1742	0,0
					99,8	2125	2125	0,0
					182,7	2459	2458	0,0
19,97	80,03	113	114	1639	15,7	1714	1713	0,1
					99,6	2077	2079	0,1
					183,1	2405	2404	0,0
36,20	63,80	108	104	1595	14,2	1659	1659	0,0
					99,7	2011	2013	0,1
					183,4	2321	2321	0,0
53,55	46,45	104	104	1522	14,6	1585	1585	0,0
					99,8	1921	1921	0,0
					183,4	2216	2215	0,0
82,61	17,39	96	94	1269	17,0	1328	1328	0,0
					99,9	1593	1593	0,0
					183,2	1829	1830	0,1
93,62	6,38	93	86	1067	16,7	1116	1115	0,1
					99,9	1329	1333	0,3
					183,2	1529	1528	0,1
100,00	0,00	91	91	841	13,0	873	871	0,2
					100,4	1050	1054	0,4
					183,8	1212	1210	0,2

Um die Resultate miteinander zu vergleichen, wurden sämtliche Koeffizienten mit Hilfe der SUTHERLANDschen Formel und der aus den Beobachtungen abgeleiteten Kohäsionskonstanten (C, nicht C') auf 15°, 100° und 183° reduziert.

Für dieselben Temperaturen wurden dann die Reibungskoeffizienten nach der PULUJschen Formel ausgerechnet. Diese lautet

$$\eta = \eta_1 \cdot \frac{\sqrt{p_1 + \frac{m_2}{m_1} \cdot p_2}}{\left[p_1 + \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right)^{3/2} \cdot p_2\right]^{2/3}} \text{ [1]},$$

[1] PULUJ, Carls Rep. 15, 591, 1879 und Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Wien 79 [2], 112, 1879.

falls η den Reibungskoeffizienten des Gemisches, η_1 und η_2 die seiner Bestandteile, p_1 und p_2 die Partialdrucke ($p_1 + p_2 = 1$), m_1 und m_2 die Molekulargewichte [1]) bedeuten.

Behalten η, η_1, η_2 ihre Bedeutung und versteht man unter φ_1 und φ_2 die Volumenprozente der Mischung, unter a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22} zu bestimmende Konstanten, so besteht nach THIESEN die Beziehung

$$\eta = \frac{\eta_1}{1 + \frac{a_{12}}{a_{11}} \frac{\varphi_2}{\varphi_1}} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{a_{21}}{a_{22}} \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2}}$$ [2]).

Nach der Methode der kleinsten Quadrate wurden für die drei Temperaturen die Quotienten $A = \frac{a_{12}}{a_{11}}$ und $B = \frac{a_{21}}{a_{22}}$ bestimmt, wieder in die Gleichung eingeführt und so die angeführten Werte erhalten.

Sauerstoff—Wasserstoff.

15°

$A = 0{,}373$. $B = 1{,}362$.

p_1 (O)	p_2 (H)	$\eta \cdot 10^7$ beobachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet PULUJ	$\eta \cdot 10^7$ berechnet THIESEN	Differenz in Proz. PULUJ	Differenz in Proz. THIESEN
0,0000	1,0000	878	878	878	— 0,0	0,00
0,0521	0,9479	1092	1120	1076	— 2,6	+ 1,47
0,0878	0,9122	1191	1241	1189	— 4,2	+ 0,17
0,1561	0,8439	1359	1416	1369	— 4,2	— 0,74
0,3333	0,6667	1674	1689	1676	— 0,9	— 0,12
0,5678	0,4322	1877	1871	1883	+ 0,3	— 0,32
0,8126	0,1874	1992	1970	1982	+ 1,1	+ 0,50
0,9555	0,0445	2014	2005	2009	+ 0,4	+ 0,25
1,0000	0,0000	2014	2014	2014	+ 0,0	0,00

[1]) Nach O. E. MEYER, „Kinet. Theorie d. Gase" 1899, S. 196:
$m_O = 31{,}76$; $m_H = 2{,}00$; $m_N = 27{,}88$.

[2]) M. THIESEN, diese Verh. 4, 358, 1902.

Sauerstoff—Wasserstoff.

100°

$A = 0{,}353.$ $B = 1{,}662.$

p_1 (O)	p_2 (H)	$\eta \cdot 10^7$ beobachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet PULUJ	$\eta \cdot 10^7$ berechnet THIESEN	Differenz in Proz. PULUJ	Differenz in Proz. THIESEN
0,0000	1,0000	1049	1049	1049	0,0	0,00
0,0521	0,9479	1309	1343	1297	— 2,6	+ 0,92
0,0878	0,9122	1430	1492	1438	— 4,3	— 0,56
0,1561	0,8439	1652	1709	1658	— 3,5	— 0,36
0,3333	0,6667	2035	2054	2032	— 0,9	+ 0,15
0,5678	0,4322	2283	2293	2291	— 0,4	— 0,35
0,8126	0,1874	2433	2427	2429	+ 0,2	+ 0,16
0,9555	0,0445	2484	2476	2477	+ 0,3	+ 0,28
1,0000	0,0000	2489	2489	2489	0,0	0,00
		183° $A = 0{,}388.$		$B = 1{,}331.$		
0,0000	1,0000	1210	1210	1210	0,0	0,00
0,0521	0,9479	1500	1550	1485	— 3,3	+ 1,00
0,1561	0,8439	1889	1972	1900	— 4,4	— 0,58
0,3333	0,6667	2341	2372	2347	— 1,3	— 0,26
0,8126	0,1874	2815	2805	2820	+ 0,4	— 0,18
0,9555	0,0445	2888	2863	2868	+ 0,9	+ 0,69
1,0000	0,0000	2878	2878	2878	0,0	0,00

Sauerstoff—Stickstoff.

15°

$A = 0{,}456.$ $B = 2{,}443.$

p_1 (O)	p_2 (N)	$\eta \cdot 10^7$ beobachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet PULUJ	$\eta \cdot 10^7$ berechnet THIESEN	Differenz in Proz. PULUJ	Differenz in Proz. THIESEN
0,0000	1,0000	1744	1744	1744	0,0	0,00
0,2558	0,7442	1813	1809	1814	+ 0,2	— 0,06
0,5079	0,4921	1890	1876	1892	+ 0,7	— 0,11
0,6924	0,3076	1944	1927	1943	+ 0,9	+ 0,05
1,0000	0,0000	2014	2014	2014	0,0	0,00
		100° $A = 0{,}93.$		$B = 1{,}10.$		
0,0000	1,0000	2126	2126	2126	0,0	0,00
0,2558	0,7442	2213	2213	2214	0,0	— 0,05
0,5079	0,4921	2300	2302	2305	— 0,1	— 0,22
0,6924	0,3076	2376	2370	2373	+ 0,3	+ 0,13
1,0000	0,0000	2489	2489	2489	0,0	0,00

Sauerstoff—Stickstoff.

183°

$A = 0,48.$ $B = 2,32.$

p_1 (O)	p_2 (N)	$\eta \cdot 10^7$ be-obachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Puluj	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Thiesen	Differenz in Proz. Puluj	Differenz in Proz. Thiesen
0,0000	1,0000	2460	2460	2460	0,0	0,00
0,2558	0,7442	2567	2560	2569	+ 0,3	— 0,08
0,5079	0,4921	2676	2663	2689	+ 0,5	— 0,49
0,6924	0,3076	2773	2741	2768	+ 1,2	+ 0,18
1,0000	0,0000	2878	2878	2878	0,0	0,00

Stickstoff—Wasserstoff.

15°

$A = 0,23.$ $B = 3,57.$

p_1 (N)	p_2 (H)	$\eta \cdot 10^7$ be-obachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Puluj	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Thiesen	Differenz in Proz. Puluj	Differenz in Proz. Thiesen
0,0000	1,0000	878	878	878	0,0	0,00
0,0638	0,9362	1111	1113	1105	— 0,2	+ 0,54
0,1739	0,8261	1321	1347	1335	— 2,0	— 1,06
0,4645	0,5355	1587	1612	1593	— 1,6	— 0,38
0,6380	0,3620	1663	1679	1663	— 1,0	0,00
0,8003	0,1997	1711	1717	1707	— 0,3	+ 0,23
1,0000	0,0000	1744	1744	1744	0,0	0,00

100°

$A = 0,20.$ $B = 4,988.$

p_1 (N)	p_2 (H)	$\eta \cdot 10^7$ be-obachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Puluj	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Thiesen	Differenz in Proz. Puluj	Differenz in Proz. Thiesen
0,0000	1,0000	1049	1049	1049	0,0	0,00
0,0638	0,9362	1329	1334	1323	— 0,4	+ 0,45
0,1739	0,8261	1593	1620	1602	— 1,7	— 0,56
0,4645	0,5355	1922	1952	1925	— 1,5	— 0,16
0,6380	0,3620	2012	2040	2016	— 1,4	— 0,20
0,8003	0,1997	2078	2089	2075	— 0,5	+ 0,14
1,0000	0,0000	2126	2126	2126	0,0	0,00

183°

$A = 0,215.$ $B = 4,297.$

p_1 (N)	p_2 (H)	$\eta \cdot 10^7$ be-obachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Puluj	$\eta \cdot 10^7$ berechnet Thiesen	Differenz in Proz. Puluj	Differenz in Proz. Thiesen
1,0000	0,0000	1210	1210	1210	0,0	0,00
0,0638	0,9362	1527	1539	1528	— 0,8	— 0,07
0,1739	0,8261	1828	1871	1852	— 2,4	— 1,31
0,4645	0,5355	2215	2257	2227	— 1,8	— 0,54
0,6380	0,3620	2320	2359	2334	— 1,7	— 0,60
0,8003	0,1997	2405	2417	2401	— 0,5	+ 0,17
1,0000	0,0000	2460	2460	2460	0,0	0,00

Aus den angegebenen Tabellen ergibt sich:

1. Geringe Beimengungen von Sauerstoff und Stickstoff erhöhen den Reibungskoeffizienten von Wasserstoff beträchtlich, während Wasserstoff selbst die Reibungskoeffizienten von Sauerstoff und Stickstoff, bei ersterem bis zu etwa 5 Proz. wenig beeinflußt.

2. Die Reibungskoeffizienten der untersuchten Gemische von Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff können für die Temperaturen von 0° bis 183° C durch die SUTHERLANDsche Formel sehr gut ausgedrückt werden. Die Kohäsionskonstanten können annähernd nach der Mischungsregel aus denen der reinen Gase erhalten werden.

3. Die PULUJsche Formel ist nur als Näherungsformel zulässig. Sie zeigt die beste Übereinstimmung dort, wo die Reibungskoeffizienten nicht zu weit voneinander abweichen (Sauerstoff—Stickstoff).

4. Die Formel THIESENS entspricht den Beobachtungen sehr annähernd, und es darf daher die vorliegende Arbeit als Bestätigung dieser Theorie gelten.

5. Der Quotient $A = a_{12}/a_{11}$ erscheint mit wachsender Temperatur wenig veränderlich, wohingegen $B = a_{21}/a_{22}$ merklich variiert [1]).

6. Die Bedingung ($a_{11} = a_{12} = a_{21} = a_{22}$), welche, wie THIESEN gezeigt hat, erfüllt sein muß, damit ein konstanter Diffusionskoeffizient besteht, ist nicht erfüllt, so daß eine Veränderlichkeit der betreffenden Koeffizienten zu erwarten ist.

Zum Schlusse drängt es mich, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. DORN, für die freundliche Anregung und stete Unterstützung bei vorliegender Arbeit meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Halle a. S., Physikalisches Institut.

[1]) Der Fall Stickstoff—Sauerstoff bei 100° bildet eine Ausnahme. Die Erklärung ist wohl in den geringen Unterschieden der Reibungskoeffizienten zu suchen. Ein sonst unbedeutender Beobachtungsfehler bewirkt hier, da im übrigen nur drei Mischungen vorliegen, eine große Veränderung von A und B.

Über Dampfdrucke, besonders solche von festen Körpern, nach Untersuchungen von K. Stelzner[1] *und G. Niederschulte*[2]*;*

mitgeteilt von E. Wiedemann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1905.)
(Vgl. oben S. 132.)

Die beiden Arbeiten[3], deren Ergebnisse hier kurz mitgeteilt werden sollen, bezweckten die Ausarbeitung von Methoden zur Bestimmung von Dampfdrucken fester Körper in möglichst weitem Temperaturbereich. Nachdem Versuche an Campher und Naphtalin, für die bereits genaue Dampfdruckbestimmungen vorliegen, die Zuverlässigkeit der angewandten Methoden ergeben hatten, wurden dieselben benutzt zur Bestimmung der Dampfdrucke von

1. Quecksilberchlorid	5. Jod
2. „ bromid	6. Benzoesäure
3. „ jodid	7. Anthracen
4. „ chlorür	8. Arsenige Säure.

Die Bestimmung der Dampfdrucke der Quecksilberhaloidsalze hat infofern ein besonderes Interesse, als diese Körper in elektrischen Entladungsröhren ganz außerordentlich schöne Lichterscheinungen zeigen, und es von Interesse sein muß, einmal nicht nur für elementare Gase, sondern auch für Verbindungen die Potentialgradienten zu bestimmen. Einen Wert können solche Bestimmungen aber nur dann haben, wenn man den Dampfdruck des untersuchten Körpers kennt. Resultate von Messungen über die Potentialverteilungen in Röhren mit Quecksilberhaloidverbindungen werden demnächst von Herrn Matthies veröffentlicht werden.

---

[1] K. Stelzner, Dissertation, Erlangen, 1901, 25 S.
[2] G. Niederschulte, Dissertation, Erlangen, 1901, 26 S.
[3] Besonders hervorgehoben sei die Unterstützung, die die obengenannten Herren bei ihren Arbeiten von Herrn Prof. Dr. G. C. Schmidt erfahren haben.

Methoden der Dampfdruckmessungen.

Die Bestimmung der Dampfdrucke bei niedrigen Temperaturen wurde von Herrn G. NIEDERSCHULTE nach der Methode der Mitführung der verdampften Substanz durch einen Gasstrom ausgeführt.

Die zu untersuchende Substanz befand sich locker aufgeschichtet in einem U-förmigen Glasrohr, welches in einem Luftbade auf konstanter Temperatur erhalten wurde. Aus dem Gewichtsverluste, der entstand, wenn durch die Substanz ein gemessenes und auf 0° und 760 mm reduziertes Luftvolumen langsam hindurchgesaugt wurde, wurden dann die Dampfdrucke berechnet. Die Luft, die durch die Substanz gesaugt wurde, durchströmte vorher ein in gleichem Luftbade befindliches Schlangenrohr, das mit Kupferspänen gefüllt war, so daß die Luft sicher die im Bade herrschende Temperatur annahm.

Die Bestimmung der Dampfdrucke bei höheren Temperaturen führte Herr K. STELZNER nach einer modifizierten dynamischen Methode aus.

Der Apparat bestand aus einer vertikalen und einer horizontalen weiteren Glasröhre, die durch ein enges Glasrohr miteinander verbunden waren. Das vertikale Glasrohr bildete den Verdampfungsraum und enthielt die Substanz und das durch ein durchlöchertes Glasrohr geschützte Thermometer; das horizontale Rohr wurde kühl erhalten.

Wurde die Temperatur im Verdampfungsrohr ganz langsam gesteigert, um sicher zu sein, daß Substanz und Thermometer gleiche Temperatur hatten, so trat, wenn der Sublimationspunkt erreicht war, eine plötzliche Sublimation der Substanz in das kühle horizontale Rohr ein. In diesem Moment wurde das Thermometer, das jetzt völlig konstant blieb, und der zugehörige Druck abgelesen.

Das Charakteristikum der Methode liegt in der Beobachtung des Momentes der Kondensation; die Konstanz des Thermometers in diesem Augenblick dient nur zur Kontrolle dafür, daß durch richtiges Erwärmen Substanz und Thermometer stets auf derselben Temperatur waren. Die bloße Beobachtung des Punktes, wo das Thermometer eine Zeit lang konstant bleibt, würde nicht aus-

reichen, da dies durch allerlei äußere Umstände bewirkt worden sein könnte.

Resultate.

Die nach beiden Methoden erhaltenen Resultate schließen sich außerordentlich gut aneinander an. Sie sind in der folgenden Tabelle mitgeteilt.

t	p				
	$HgCl_2$	$HgBr_2$	HgJ_2	Hg_2Cl_2	J_2
0	—	—	—	—	0,01
10	—	—	—	—	0,06
20	—	—	—	—	0,25
30	—	—	—	—	0,60
40	—	—	—	—	1,16
50	—	—	—	—	2,35
60	0,003	—	—	—	4,42
70	0,01	—	—	—	8,35
80	0,02	—	—	—	15,9
90	0,05	0,045	—	0,004	27
100	0,10	0,09	0,023	0,0089	47,5
110	0,19	0,18	0,061	0,011	77,2
120	0,38	0,31	0,125	0,016	116,5
130	0,77	0,72	0,25	0,0227	168,1
140	1,35	1,33	0,45	0,038	231,5
150	2,37	2,30	0,79	0,07	307
160	3,87	3,65	1,34	0,15	412,2
170	6,25	6,30	2,30	0,27	530
180	9,80	9,80	3,51	0,45	687,2
190	15,7	15,8	6,1	—	—
200	23,8	24,1	9,4	—	—
210	36,7	36,8	14,0	—	—
220	55,5	54,1	21,1	—	—
230	81,9	78,2	32,4	—	—
240	119,2	110,4	48,1	—	—
250	167,1	150,7	70,1	—	—
260	235,5	199,9	97,9	—	—
270	331,1	252,9	126,8	—	—
280	447,0	334,2	162,1	—	—
290	579,5	411,8	204,7	—	—
300	643,7	510,8	256,4	—	—
310	—	631,2	317,3	—	—
320	—	761,2	392,9	—	—
330	—	—	480,1	—	—

Die Zahlen für Anthracen stimmen nach beiden Methoden nicht gut überein, wahrscheinlich besaßen die zu den beiden Messungsreihen benutzten Substanzen nicht einen gleichen Grad der Reinheit. Die Zahlen für Benzoesäure und arsenige Säure lassen sich nicht vergleichen, da die Temperaturintervalle, in denen Herr STELZNER und Herr NIEDERSCHULTE beobachtet haben, zu weit auseinander lagen. Es wird daher auf die Wiedergabe der erhaltenen Zahlen hier verzichtet und auf die Originalmitteilungen selbst verwiesen.

Von allgemeinen Ergebnissen seien noch die folgenden erwähnt.

Die aus den Zahlenwerten erhaltenen Kurven sind denjenigen ähnlich, die man bei Flüssigkeiten erhält; sie zeigen alle den Verlauf einer Exponentialfunktion.

Die Dampfdrucke gehorchen auch bei festen Körpern nicht dem DALTONschen Gesetz, d. h. die Dampfdruckkurven der einzelnen Substanzen laufen einander nicht parallel.

Bei den Halogensalzen des Quecksilbers ist der Dampfdruck um so kleiner, je größer das Molekulargewicht ist, dies entspricht den Verhältnissen bei den Halogenen, sowie bei den homologen Reihen der Alkohole, Ester und organischen Säuren.

Erlangen, Physikal. Institut der Universität, Januar 1905.

Über die Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds;
von J. Precht und C. Otsuki.

Zweite Mitteilung.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 31. März 1905.)
(Vgl. weiter unten S. 183.)

Herr GRAETZ hat in Erwiderung auf unsere erste Mitteilung eine Reihe von Gründen vorgebracht, die nach seiner Ansicht für den strahlungsartigen Charakter der vom Wasserstoffsuperoxyd ausgehenden Wirkungen sprechen und gegen die zunächst liegende, schon von RUSSELL ausgesprochene Auffassung, daß man es im wesentlichen mit einer Wirkung der Dämpfe von H_2O_2 zu tun habe. Obgleich unsere in der ersten Mitteilung angekündigte Arbeit in den Annalen noch nicht erschienen ist, möchten wir doch auf Herrn GRAETZ' Einwände hier antworten, da wir bei dieser Gelegenheit das Tatsachenmaterial nach einigen Richtungen hin erweitern können.

Über die Titanreaktion sei uns zunächst die Bemerkung gestattet, daß sie seit langem den Chemikern zum Nachweis von H_2O_2 geläufig ist und wir sie nicht, wie Herr GRAETZ zu glauben scheint, als neu für uns in Anspruch genommen haben, sondern, daß nur die Form der Anwendung auch RUSSELL gegenüber bei uns etwas Eigenartiges hat.

Wird eine Platte direkt dem H_2O_2 ausgesetzt, so stimmt Herr GRAETZ mit uns überein in der Annahme, daß es am einfachsten ist, sich in diesem Falle die Wirkung durch die aufsteigenden Dämpfe unmittelbar hervorgebracht zu denken. Wird dagegen eine Substanz zwischengeschaltet, so ist nicht festzustellen, ob das von der Lösung ausgehende H_2O_2 als solches die Substanz durchdringt oder ob sich H_2O_2 in der Substanz zersetzt und an der entgegengesetzten Oberfläche wieder bildet. Sicher ist nur, daß auf beiden Seiten der Substanz H_2O_2 als solches nachweisbar ist. Diese Seite der Frage haben wir in unserer Mitteilung gar nicht berührt. Wir behaupten durchaus nicht, was Herr GRAETZ zu

widerlegen sucht, daß etwa die Dämpfe des H_2O_2 als solche durch feste Körper hindurchgehen. Es handelte sich vielmehr nur um die Frage, sind Strahlen da oder nicht. Gerade der von Herrn GRAETZ angeführte Vorgang der Elektrolyse zeigt sehr gut, daß die Substanz an einer Stelle verschwinden, an einer anderen wieder auftreten kann, ohne daß deshalb von Strahlen die Rede sein könnte.

Wir kommen auf das eine Argument des Herrn GRAETZ für Strahlen, nämlich auf das „Hindurchgehen" der Wirkung durch einen Luftstrom hoher Geschwindigkeit, zurück. Wir hatten bestätigt, daß die Wirkung durch einen solchen Luftstrom nicht aufgehoben wird, glauben aber auch jetzt noch nicht an das Hindurchgehen durch den Luftstrom und können dazu folgende Versuche anführen, aus denen zugleich hervorgeht, von welcher Bedeutung das von Herrn GRAETZ als unerheblich bezeichnete Quellen der Gelatine bei der angewandten Kühlung sein muß. Wir ordneten den Versuch genau in der von Herrn GRAETZ angegebenen Weise an, brachten aber die auf ihrer Glasseite auf 0° gekühlte Platte nicht über das Gefäß mit Wasserstoffsuperoxyd, sondern um 5 cm rückwärts in der Richtung von der ausströmenden Luft weg. Es ergab sich eine ebenso deutliche Schwärzung als unmittelbar über dem Luftstrom bei einer Exposition der Platte von 5 Minuten. Darauf brachten wir in weiteren Versuchen die photographische Platte an eine beliebige Stelle des Raumes in 1 m Abstand von der Ausströmungsöffnung der Luft, aber so, daß dabei die Platte möglichst weit aus dem Bereich der ausströmenden Luft entfernt war und erhielten eine deutliche Wirkung ebenfalls in 5 Minuten. Nach zwei solchen Versuchen brachten wir, ohne daß ein Luftstrom über eine Wasserstoffsuperoxydlösung hinwegging, eine ebenfalls auf 0° gekühlte Platte an eine beliebige Stelle des Raumes, bedeckten dabei ihre Schichtseite bis auf ein größeres Loch mit Stanniol und erhielten nach einer Exposition von 10 Minuten eine ganz deutliche Schwärzung der photographischen Platte [1]). Man sieht also, daß bei der von

[1]) In Kontrollversuchen haben wir uns überzeugt, daß bei Kondensation von Wasser allein auf der Schichtseite unter unseren Entwickelungsbedingungen die wasserhaltige Stelle unverändert bleibt oder aber bei längerer Entwickelung heller erscheint als die Umgebung. Über den Einfluß dieser Bedingungen vgl. J. PRECHT u. R. AMBERG, Arch. f. wiss. Phot. 2, 109, 1900.

Herrn GRAETZ benutzten Anordnung sehr schnell das ganze Zimmer so viel Wasserstoffsuperoxyd enthält, als zur Erzeugung der photographischen Wirkung nötig ist. Wenn man auch in der Technik die wässerigen Lösungen durch einen Luftstrom konzentrierter macht und wenn auch der Dampfdruck des Wasserstoffsuperoxyds kleiner ist als der von Wasser, so folgt daraus doch keineswegs, daß nicht so viel H_2O_2 verdampft, wie zur Erzeugung photographischer Wirkungen hinreicht. Verdampfen wir in unserem Dunkelzimmer 1 ccm H_2O_2 30 Proz., so enthält jeder Cubikcentimeter des Raumes $3 . 10^{-9}$ g H_2O_2, das ist mehr als nach unseren Versuchen die Hervorrufung einer deutlichen Schwärzung auf Bromsilbergelatine erfordert[1]). Kondensiert man also durch Abkühlung der Platte auf ihrer Schichtseite Wasser und H_2O_2, so würde schon bei Verdampfung wesentlich kleinerer Mengen der H_2O_2-Lösung als 1 ccm eine nachweisbare Einwirkung auf die photographische Schicht erfolgen müssen. Nun ist aber bei Luftstromversuchen das Verbreiten geringer Mengen H_2O_2 im Raume gar nicht zu vermeiden und daher die chemische Veränderung des Bromsilbers auch außerhalb des Luftstromes und nach Aufhören desselben nicht auffällig, wenn man bedenkt, in wie kurzer Zeit sich Wasserstoffsuperoxyd im ganzen Raume verbreitet. Wir glauben also nicht, daß durch solche Luftstromversuche ein Durchdringen des Luftstromes bewiesen werden kann und können einen Beweis für Strahlen daraus nicht entnehmen.

Das zweite Argument des Herrn GRAETZ für eine Strahlung ist das Hindurchgehen der Wirkung durch dünnes Aluminium. Wir haben dieses Hindurchgehen einwandfrei nicht bestätigen können und neigen zu der Ansicht, daß es vielleicht sehr schwer sein mag, in den 5 positiven Versuchen auf 95 mit negativem Resultat des Herrn GRAETZ die Fehlerquelle aufzufinden, daß aber eine solche möglicherweise doch vorhanden sein könnte. Nach den bei unseren Versuchen gemachten Erfahrungen erwähnen wir in dieser Beziehung das Auftreten sehr feiner Risse im Aluminium, die mit dem Mikroskop bisweilen nicht zu entdecken sind, ferner die Möglichkeit, daß Wasserstoffsuperoxyd durch den kapillaren Zwischenraum zwischen Kittung und Aluminium einerseits, zwischen

[1]) Wir verweisen auf die Angaben unserer Arbeit.

Glas und Aluminium andererseits hindurchgeht, und endlich den RUSSELL-Effekt des Aluminiums selbst, d. h., die Bildung von H_2O_2, wenn die Oberfläche des Aluminiums sich in feuchter Luft befindet und sich daher oxydiert. Auch gehört Kanadabalsam zu denjenigen Körpern, die bei Oxydation an der Luft H_2O_2 liefern, so daß die Quelle der Einwirkung zum allerdings geringeren Teile schon durch die Balsamschicht allein gegeben sein könnte. In 45 Minuten war eine deutliche Schwärzung nachweisbar. Hinzu kommt, daß der Balsam, wie wir in unserer ersten Mitteilung gesagt haben, H_2O_2 hindurchläßt. Natürlich wird man sich diesen Vorgang wiederum nicht als einen Durchgang von H_2O_2-Dampf denken, sondern alles spricht dafür, daß auf der Unterseite der Balsam durch H_2O_2 nach oben fortschreitend oxydiert wird und daß dann auf der Oberseite sich wieder H_2O_2 bildet[1].

Diese Auffassung des Vorganges wird im wesentlichen von RUSSELL geteilt, wenn er von dem Durchgang durch Gelatine sagt, daß er ein Prozeß des Auflösens oder der lockeren Verbindung mit dem Medium oder einem seiner Bestandteile sei, der sich bis zur anderen Seite verbreitet. Wir fügen hinzu, daß bekanntlich der Zerfall und die Bildung von Wasserstoffsuperoxyd eine umkehrbare Reaktion ist, die je nach den Bedingungen im einen oder andern Sinne abläuft. Für die Fortpflanzung der Reaktion ist bei Gelatine neben dem Wassergehalt der mehr oder weniger alkalische oder saure Charakter von Bedeutung, bei Celluloid nach RUSSELLs Versuchen der Gehalt an Kampfer, bei den meisten wirksamen organischen Körpern ihr Gehalt an oxydierbaren Terpenen.

Betrachten wir mit Herrn GRAETZ das Verhalten einer sehr löcherigen Metallfolie, so halten wir hier doch nicht den Durchgang von Dämpfen für absolut ausgeschlossen, wenn man bedenkt, wie geringe Mengen hinreichend sind, um die photographische Platte zu beeinflussen. Andererseits stimmen wir vollkommen mit Herrn GRAETZ überein, daß bekanntlich H_2O_2 durch Berührung mit Metallen im allgemeinen katalysiert wird[2]. Man muß aber

---

[1]) G. KASSNER, Zeitschr. f. angew. Chem. 17, 1851, 1904.

[2]) Wir bemerken übrigens, daß reines blankes Platin selbst bei 60° nach SPRING auf konzentrierte H_2O_2-Lösung keine zersetzende Wirkung ausübt. (DAMMER, Handb. d. anorg. Chem. 4, 141.)

hinzufügen, daß der aus der Umsetzung entstehende aktive Sauerstoff sofort wieder H_2O_2 bilden kann, denn die dafür nötigen geringen Mengen Wasserdampf sind in ausreichendem Maße in jeder Zimmerluft vorhanden. Eine Schwierigkeit vermögen wir in dieser Auffassung nicht zu entdecken, die groß genug wäre, um deswegen zur Annahme von Strahlen überzugehen.

Was die auch chemisch naheliegende Annahme des Vorhandenseins von Sauerstoffionen betrifft, so muß man sagen, daß sich ihr strahlungsartiges Vorkommen über Wasserstoffsuperoxydlösung bis jetzt nicht hat nachweisen lassen, obgleich es ja ganz gut möglich wäre. Das Fehlen elektrischer Wirkungen und die Unfähigkeit der Lösung, selbst im katalysierten Zustande auf den Dampfstrahl einzuwirken, der ja sonst ein sehr empfindliches Reagens auf Sauerstoffionen ist, machen ihr Vorhandensein auch für kleine endliche Strecken unwahrscheinlich. Bei dieser Gelegenheit bemerken wir, daß die von Herrn W. BRAUN [1]) aufgefundene Wirkung des Sauerstoffes auf photographische Platten sich sehr wohl als eine Wirkung von H_2O_2 denken läßt.

Endlich haben wir uns noch mit der photographischen Wirkung des H_2O_2 in ihrer Abhängigkeit von Konzentration und Expositionszeit kurz zu beschäftigen. Wir hatten in unserer ersten Mitteilung erwähnt, daß in gewissen Grenzen 3 proz. Lösung stärkere Wirkung zeigt als 30 proz., was sehr schwer mit der Vorstellung von Strahlen vereinbar erscheint. Herr GRAETZ veröffentlicht nun, ohne die näheren Bedingungen unserer Versuche zu kennen, Zahlen, die mit den unserigen in vollem Widerspruch stehen, insofern, als er nur bei langen Expositionen stärkere Wirkung der verdünnteren Lösung konstatiert. Nach der Übersendung unserer Kurven an Herrn GRAETZ teilte derselbe uns mit, daß er „bei vielen hunderten Versuchen nicht ein einziges Mal stärkere Wirkung von 3 proz. Lösung bei kurzer Exposition erhalten habe".

Wir vermögen diese Widersprüche aufzuklären.

Zunächst ist hervorzuheben, daß die photographischen Wirkungen von H_2O_2 abhängen vom Wassergehalt der benutzten Trockenplatten, vom mehr oder weniger alkalischen oder sauren

---

[1]) Zeitschr. f. wiss. Phot. 2, 290, 1904.

Charakter der Bromsilberemulsion und endlich von der Art und Dauer der Entwickelung. Die Verschiedenheit der Trockenplatten spielt beim Vergleich der Versuche des Herrn GRAETZ mit den unserigen keine Rolle, denn wir haben dieselbe Sorte benutzt und außerdem gleiche Resultate auch auf Lomberg- und Lumière-Platten erhalten. Wir finden dabei umgekehrt wie Herr GRAETZ in gewissen Grenzen stärkere Wirkung der 3 proz. Lösung bei kurzen Expositionen, Gleichheit bei etwa acht Stunden und dann Überwiegen der 30 proz. Lösung. Unsere Angaben fanden sich bei nochmaliger Wiederholung vollständig bestätigt.

Der Unterschied der Resultate hängt ganz wesentlich ab von der Dauer der Entwickelung. Wir entwickelten eine Minute mit Edinollösung 10 Proz., und zwar einmal deswegen, weil bei kurzer Entwickelung der Einfluß des Schleiers klein gehalten werden kann, ferner, weil man in dieser Zeit noch nicht so große Dichten erhält, daß das Photometrieren derselben unsicher wird.

Wir haben inzwischen den Einfluß der Entwickelungsdauer eingehend untersucht. Es zeigt sich ganz allgemein, daß bei kurzer Entwickelungsdauer die Schwärzung der über 30 proz. Lösung exponierten Platten kleiner ist, mit wachsender Entwickelungszeit aber schneller zunimmt als bei den über 3 proz. Lösung exponierten. Beide Platten werden allmählich gleich dicht und dann übertrifft die der stärkeren Lösung exponierte die andere. Das Verhalten ist das gleiche bei Entwickelung mit Edinol, Rodinal und Metolsoda. Die Konzentration des Entwicklers hat den Einfluß, daß beim konzentrierteren die Gleichheit und das Umkehren schneller eintritt, wenigstens, wenn man die Konzentration zwischen 1 und 10 Proz. ändert. Es ist daher jedenfalls nicht erlaubt, aus einer Versuchsreihe, wie sie Herr GRAETZ gibt, allgemeine Schlüsse zu ziehen. So glaubt Herr GRAETZ sich zu der Folgerung berechtigt, daß die Abnahme der Schwärzung bei einer Exposition von $3^1/_2$ Stunden schon als ein Anfang der Solarisation zu bezeichnen sei. In unseren Versuchen würde dieser Zustand erst nach 17 Stunden eintreten, aber schon vorher läßt sich eine zeitweise Abnahme der Schwärzung auch bei uns bei 3 Stunden feststellen, der dann später wieder eine ganz bedeutende Zunahme folgt. Die Veränderung der Gelatine kann bei der Abnahme mitwirken, sie ist aber sicher nicht allein bestimmend.

Für die Frage der Strahlung sind indessen diese Umstände bedeutungslos, sie liefern kein Argument zu ihren Gunsten und wir gehen daher auf ihre Erklärung hier nicht näher ein. Von Strahlen, auch in einem sehr weit gefaßten Sinne, kann unseres Erachtens erst dann die Rede sein, wenn es gelingt, für die geradlinige Ausbreitung der H_2O_2-Wirkung neue Beweise beizubringen. Da unsere Versuche in dieser Richtung nur negative Resultate gehabt haben, so schließen wir unsererseits die Diskussion über diesen Gegenstand, bis weiteres experimentelles Material vorliegt.

Das Interesse der Versuche des Herrn GRAETZ mit H_2O_2 liegt nach unserer Ansicht in der großen Verdampfungsgeschwindigkeit auch bei relativ kleinem Dampfdruck und dann in der ganz außerordentlichen Empfindlichkeit der Bromsilbergelatine gegen die Einwirkung des Wasserstoffsuperoxyds.

Hannover, Physikalisches Institut der Königl. Technischen Hochschule, März 1905.

Über das langwellige Absorptions-Spektrum der Kohlensäure;

von H. Rubens und E. Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 31. März 1905.)

(Vgl. weiter unten S. 183.)

Die Tatsache, daß die Kohlensäure einen Bestandteil unserer Atmosphäre bildet, hatte schon früh zu Untersuchungen über die Absorption der Wärmestrahlen in diesem Gase Veranlassung gegeben. Ein erhöhtes Interesse hat diese Frage gewonnen, seitdem Herr ARRHENIUS [1]) seine geistreiche Theorie über die Entstehung der Eiszeiten auf einen wechselnden Kohlensäuregehalt der Luft gegründet hat. Diese Hypothese beruht auf der Annahme, daß eine Verringerung des atmosphärischen Kohlensäuregehaltes um etwa 20 Proz. eine beträchtliche Verminderung der Absorption der Erdstrahlung bewirken und dadurch eine Abkühlung der Erdoberfläche um einige Celsiusgrade zur Folge haben müßte. Obwohl nun über die Absorption ultraroter Strahlen in der Kohlensäure eine große Reihe von zum Teil sehr sorgfältigen Experimentaluntersuchungen vorliegt, so ist doch das vorhandene Beobachtungsmaterial noch nicht ausreichend, um über die Zulässigkeit der ARRHENIUSschen Hypothese eine endgültige Entscheidung treffen zu können. Wenn wir von älteren Untersuchungen absehen, so kommen für diese Frage hauptsächlich die Messungen von Herrn ARRHENIUS [2]) selbst sowie die Arbeiten der Herren ANGSTRÖM [3]) und KOCH [4]) in Betracht. Die Absorptionsmessungen des Herrn ARRHENIUS beziehen sich auf die Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers von 100° C bzw. von —80° C gegen eine Thermosäule von 20° C. Die absorbierende Kohlensäureschicht hatte stets die Länge von 50 cm, der Druck in ihr aber variierte zwischen 1 und 7 Atm.

---

[1]) ARRHENIUS, Phil. Mag. (5) **41**, 237, 1896.
[2]) ARRHENIUS, Ann. d. Phys. (4) **4**, 690, 1901.
[3]) ANGSTRÖM, Wied. Ann. **39**, 267, 1890 und Ann. d. Phys. (4) **3**, 720, 1900.
[4]) J. KOCH, Öfv. Svensk. Vet.-Ak. Förh. **58**, 475, 1901.

Zum Abschluß des Absorptionsrohres dienten zwei Steinsalzplatten von je 1 cm Dicke.

Bei den Untersuchungen der Herren ANGSTRÖM und KOCH wurde sowohl die Abhängigkeit der Absorption von dem Druck bei gleichbleibender Schichtdicke als auch von der Schichtdicke bei unverändertem Druck gemessen. Die hier verwendeten Strahlungsquellen besaßen stets höhere Temperatur (100 bis etwa 1500° C); auch hier wurden die Absorptionsgefäße durch Steinsalzplatten verschlossen. Diese Messungen besitzen vor denjenigen des Herrn ARRHENIUS unstreitig den Vorzug, daß sie die von Herrn ANGSTRÖM schon früher vermutete Verschiedenheit des Einflusses von Drucksteigerung und Vergrößerung der Schichtdicke auf die Absorption deutlich hervortreten lassen. Dadurch ist bewiesen, daß die ARRHENIUSschen Resultate auf die Absorption in unserer Atmosphäre nicht übertragen werden dürfen. Aber auch die Messungen der Herren ANGSTRÖM und KOCH können nicht ohne weiteres auf die Erdstrahlung angewendet werden, da die Strahlungsquellen dieser Beobachter sehr hohe Temperatur besaßen und sie Steinsalzplatten benutzten.

Nach einer vor sieben Jahren hier ausgeführten Untersuchung[1]) besitzt nämlich die Kohlensäure außer den beiden von Herrn ANGSTRÖM[2]) entdeckten Absorptionsstreifen bei den Wellenlängen $\lambda = 2{,}6\ \mu$ und $\lambda = 4{,}4\ \mu$ noch ein starkes Absorptionsband bei $\lambda = 14{,}7\ \mu$. Zeichnet man nun in die Energiekurve eines schwarzen Körpers von 290° abs. (eine Temperatur, wie sie etwa die Erdoberfläche besitzt) die drei Absorptionsstreifen der Kohlensäure ein, so erkennt man, daß die Energie bei $\lambda = 2{,}6\ \mu$ noch unmerklich, bei $\lambda = 4{,}4\ \mu$ aber etwa zehnmal geringer ist als bei $\lambda = 14{,}7\ \mu$, daß also hier der Einfluß des langwelligen Absorptionsstreifens vollständig überwiegt. Ganz anders aber liegt der Fall bei der Energiekurve eines schwarzen Körpers von 373° abs. (der niedrigsten Temperatur der von Herren ANGSTRÖM und KOCH benutzten Strahlungsquellen). Hier spielen die beiden kurzwelligen Absorptionsstreifen in ihrer Gesamtwirkung etwa die gleiche Rolle wie der langwellige und bei noch höheren Temperaturen überwiegt vollständig der Einfluß der beiden kurzwelligen

[1]) RUBENS und ASCHKINASS, Wied. Ann. **64**, 584, 1898.
[2]) K. ANGSTRÖM, Öfv. Svensk.Vet.-Ak. Förh. **46**, 549, 1889 und **47**, 331, 1890.

Absorptionsbanden, wie dies neuerdings schon von Herrn ANGSTRÖM betont worden ist.

Nun ist es aber nicht zulässig, die Resultate von Beobachtungen, die an diesen beiden kurzwelligen Absorptionsstreifen angestellt sind, auf das langwellige Absorptionsgebiet bei $\lambda = 14{,}7\,\mu$ zu übertragen. So zeigen z. B. die beiden kurzwelligen Streifen nach Beobachtungen des Herrn PASCHEN [1]) bei Schichtdicken von mehr als 3 mm keine merkliche Verbreiterung mit zunehmender Schichtdicke mehr, während für das Absorptionsband bei $\lambda = 14{,}7\,\mu$ bis zu Schichtdicken von 60 cm starke Verbreiterung bereits festgestellt wurde [2]).

Will man also Schlüsse auf die Größe der Absorption der Erdstrahlung in der Kohlensäure unserer Atmosphäre ziehen, so müssen sich diese auf spektrale Beobachtungen im Gebiet des dritten langwelligen Absorptionsstreifens oder auf Messungen der Absorption gründen, die die Gesamtstrahlen eines schwarzen Körpers von der Temperatur der Erdoberfläche in Kohlensäure von geringem Druck erfährt [3]). Zu diesem letzteren Zwecke darf man also keine Strahlungsquellen von 100° C oder darüber verwenden, sondern man ist genötigt, nach dem Vorgange des Herrn ARRHENIUS, die Thermosäule bei Zimmertemperatur gegen einen sehr kalten Körper strahlen zu lassen; ferner wird man auf die Steinsalzplatten, welche bei 15 μ bereits ziemlich stark absorbieren, verzichten müssen.

Wir haben uns nun die Aufgabe gestellt, das Beobchtungsmaterial nach der angedeuteten Richtung hin zu ergänzen.

Die Absorptionsmessungen im Spektralgebiet von 12 μ bis 18 μ wurden wie üblich mit Spiegelspektrometer und Sylvinprisma ausgeführt. Die Dispersion dieses Prismas war aus früheren Untersuchungen bekannt [4]) und ist in dem hier in Betracht kommenden Gebiete ausreichend groß (etwa 2°). Die Energie der Strahlung wurde mit Hilfe einer linearen Thermosäule und eines

[1]) PASCHEN, Wied. Ann. 51, 34, 1894.

[2]) RUBENS und ASCHKINASS, l. c., S. 600.

[3]) Aus diesem Grunde sind auch die Schlüsse, die Herr SCHÄFER, Ann. d. Phys. (4) 16, 93, 1905, aus seinen Spektralmessungen in dem Gebiete der beiden kurzwelligen Streifen auf die Absorption der Erdstrahlung in der atmosphärischen Kohlensäure zieht, nicht zulässig.

[4]) RUBENS und TROWBRIDGE, Wied. Ann. 60, 724, 1897.

Kugelpanzergalvanometers gemessen. Das letztere besaß bei einer Empfindlichkeit von 5×10^{-10} Amp. für 1 mm bei einem Skalenabstande von 1000 mm eine solche Ruhelage, daß die einzelnen Ausschläge selten um mehr als 0,2 mm voneinander abwichen.

Als Absorptionsgefäße wurden vier verschieden lange Messingrohre benutzt. Drei derselben von den Längen 4 cm, 20 cm und 100 cm waren 5 cm weit und hatten zwei Ansatzrohre zum Ein- bzw. Ablassen der Kohlensäure. Zwei Verschlußkappen mit einer Öffnung von 3 cm, auf welche Sylvinplatten von etwa 3 bis 4 mm Dicke mit Kanadabalsam aufgekittet waren, paßten auf diese drei Absorptionsrohre herauf. Das vierte Rohr von 400 cm Länge war bedeutend weiter und aus vier Teilen zusammengesetzt, trug aber Ansatzstücke, auf die die beiden Kappen ebenfalls paßten.

Bei genaueren Absorptionsmessungen ist es nun von der größten Wichtigkeit, fremde Strahlung kleinerer Wellenlänge, welche sich infolge von Fehlern des Prismas oder der Spiegel über das benutzte Spektrum lagert, auszuschließen. Man muß deshalb, wenn irgend möglich, eine Strahlungsquelle benutzen, die für das zu untersuchende spektrale Gebiet eine möglichst große Energie besitzt, die übrigen ultraroten Strahlen aber verhältnismäßig wenig enthält. Für den hier vorliegenden Fall erfüllt der Auerbrenner in überraschend vollkommener Weise diese Bedingung [1]). Man erhält mit dieser Wärmequelle zwischen $12\,\mu$ und $18\,\mu$ sehr reichliche Ausschläge und ohne weitere Hilfsmittel ein nahezu reines Spektrum, bei welchem die Verunreinigungen nicht mehr als 3 Proz. betragen. Eine zu dem gleichen Zweck benutzte Nernstlampe lieferte zwar in diesem Spektralgebiet größere Energie, aber die Verunreinigung betrug mehr als 20 Proz. Wir gaben deshalb dem Auerbrenner den Vorzug und beseitigten den letzten Rest von fremder Strahlung durch Anwendung eines Flußspatschirmes an Stelle des üblichen Metallschirmes [2]).

Die Breite des Spaltes sowie die der Thermosäule betrug bei sämtlichen Spektralmessungen 0,8 mm; es entspricht dies einer Ausdehnung von 6,5′ im Spektrum.

---

[1]) Auf die Tatsache, daß der Auerbrenner an langwelliger Strahlung verhältnismäßig sehr reich ist, wurde bereits früher hingewiesen (H. Rubens, Wied. Ann. 69, 587, 1899).

[2]) Vgl. H. Rubens, Verh. d. phys. Ges. zu Berlin 15, 108, 1896, siehe auch Rubens und Trowbridge und Rubens und Aschkinass, l. c.

Die Ausführung der Versuche geschah in der Weise, daß von 10′ zu 10′ das Energiespektrum durchgemessen wurde, einmal, wenn in dem betreffenden Rohr trockene Luft, dann trockene Kohlensäure und endlich wieder trockene Luft enthalten war. Die Kohlensäure wurde entweder aus chemisch reiner Salzsäure und Marmor hergestellt und durch Schwefelsäure getrocknet oder einer Kohlensäurebombe entnommen; in beiden Fällen erhielten wir stets dieselben Werte.

Die folgende Tabelle 1 gibt die Resultate der Beobachtungen wieder; jede einzelne der an den verschieden langen Rohren ausgeführten Beobachtungsreihen ist das Mittel aus mehreren an verschiedenen Tagen gewonnenen, die untereinander in sehr guter Übereinstimmung stehen.

Tabelle 1.

Ablenkung	Wellenlänge μ	Absorption in Prozenten bei einer Schichtdicke von					
		0,1 cm	1 cm	4 cm	20 cm	100 cm	400 cm
		f	e	d	c	b	a
2° 10′	12,08	0	0	0	3,7	7,4	10,9
20′	12,77	0	1,8	5,2	9,7	26,1	45,0
30′	13,42	2,0	12,3	21,4	43,2	71,6	91,8
40′	14,01	5,1	38,7	55,5	83,8	95,2	100
50′	14,61	16,0	71,6	92,9	99,7	100	100
3° 0′	15,16	9,0	55,0	86,2	96,6	100	100
10′	15,71	3,1	16,8	51,1	80,6	97,1	100
20′	16,22	0,8	6,4	15,6	54,8	79,0	100
30′	16,74	0	2,15	5,7	24,5	51,3	84,6
40′	17,42	0	1,0	4,3	9,7	25,6	39,9
50′	17,73	0	—	—	6,3	7,4	13,7

In dieser Tabelle sind die unter 4 cm, 20 cm, 100 cm und 400 cm angegebenen Reihen durch Benutzung der vier Absorptionsrohre erhalten. Die unter 1 cm angegebene Reihe wurde gewonnen, indem in das 4 cm lange Rohr ein Gemisch von drei Teilen Luft und ein Teil Kohlensäure eingefüllt wurde. Die Berechtigung zu diesem Verfahren ergibt sich aus dem Folgenden.

Die erste Reihe unter 0,1 cm hat folgende Bedeutung:

Da in unserer Zimmerluft ein Kohlensäuregehalt von angenähert 0,1 Proz. vorhanden war, und die Strahlen im Spektrometer einen Weg von ungefähr 100 cm zu durchlaufen hatten, so konnte die hierbei durchsetzte Kohlensäureschicht von der Größenordnung von 1 mm veranschlagt werden. Die angegebenen Zahlen in Spalte *f* der Tabelle sind gewonnen, indem die beobachtete Einsenkung in der Energiekurve des Auerbrenners in bekannter Weise durch eine glatte Kurve überbrückt wurde. Die Absorption der Strahlen durch den Kohlensäuregehalt der Zimmerluft bedingt ferner bekanntlich eine Korrektion bei den übrigen Absorptionsmessungen, welche bereits an den Zahlen der Tabelle 1 vorgenommen ist.

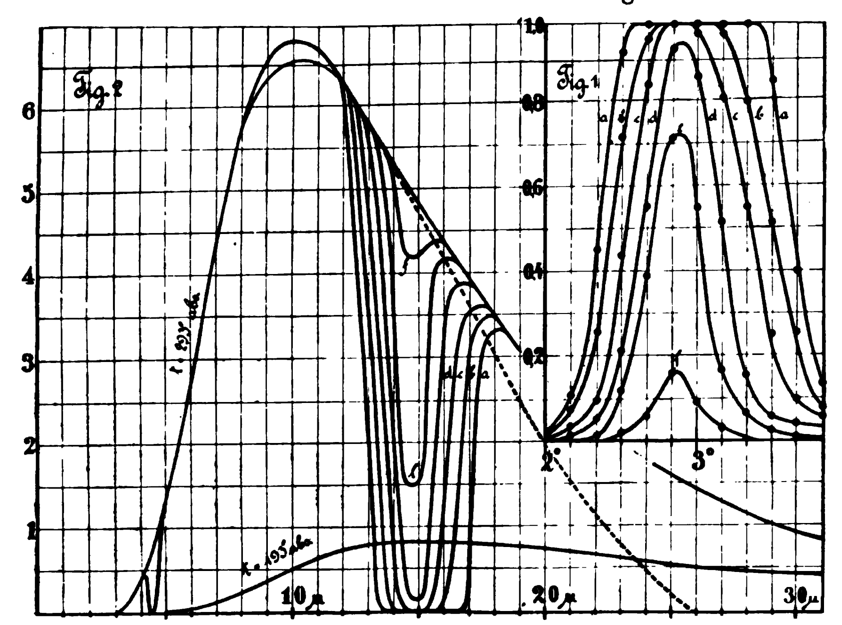


Fig. 1 gibt diese Resultate graphisch wieder. Die Abszissen bedeuten die Ablenkungen in Graden, die Ordinaten die Absorption in Prozenten.

Eine Betrachtung dieser Kurven, deren Bezeichnung der in der Tabelle 1 analog ist (*a* bis *f*), lehrt, daß die Streifen mit zunehmender Schichtdicke eine bedeutende Verbreiterung zeigen. Hierin unterscheidet sich also dieser Streifen bei der Wellenlänge $\lambda = 14{,}7\,\mu$ von den beiden bei $\lambda = 2{,}6\,\mu$ und $\lambda = 4{,}4\,\mu$.

Unsere Kurven zeigen ferner sehr deutlich, daß mit zunehmender Schichtdicke die Streifen in das Gebiet längerer Wellen wandern. In folgender Tabelle 2 bedeuten die Zahlen in der oberen Reihe die Schichtdicke, die der unteren die Schwerpunkte der entsprechenden Absorptionsstreifen.

Tabelle 2.

0,1 cm	1 cm	4 cm	20 cm	100 cm	400 cm
14,6 μ	14,7 μ	14,8 μ	14,9 μ	15,0 μ	15,1 μ

Es war nun zu untersuchen, inwieweit die für Kohlensäure von 1 Atm. Druck erhaltenen Resultate auf die Verhältnisse in unserer Atmosphäre angewendet werden dürfen, in welcher die Kohlensäure unter erheblic h geringerem Partialdruck steht. Wir haben zu diesem Zweck drei Versuchsreihen ausgeführt. In derselben Kohlensäuremenge, nämlich derjenigen, welche unter Atmosphärendruck gerade das Rohr von 4 cm füllte, wurde einmal die Absorption gemessen, wenn sich diese Kohlensäure in dem 4 cm langen Rohr unter dem Druck einer Atmosphäre, dann, wenn sie sich in dem 20 cm langen Rohr unter dem Partialdruck von 0,2 und schließlich in dem 100 cm langen Rohr unter einem Druck von 0,04 Atm. befand. Die Tabelle 3 gibt diese Beobachtungen wieder.

Tabelle 3.

Ablenkung	Wellenlänge	Absorption in Prozenten der auffallenden Strahlung		
	μ	4 cm × 1 Atm.	20 cm × 0,2 Atm.	100 cm × 0,04 Atm.
2° 20′	12,77	5,2	4,5	4,5
30′	13,42	21,4	14,8	14,3
40′	14,01	55,5	54,6	51,4
50′	14,61	92,9	91,2	87,7
3° 0′	15,16	86,2	86,2	85,5
10′	15,71	51,1	53,6	52,4
20′	16,22	15,6	21,0	21,7
30′	16,74	5,7	7,0	7,1
	Summa	333,6	332,9	324,9

Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, daß bis auf sehr kleine Unterschiede die Absorption in allen drei Fällen dieselbe Größe hat, wir also zu der Annahme berechtigt sind, daß es unter einer Atmosphäre für diesen Absorptionsstreifen im wesentlichen nur auf das Produkt aus Schichtlänge und Partialdruck der Kohlensäure ankommt. Immerhin läßt sich eine sehr geringe Abnahme der Gesamtabsorption mit vermindertem Partialdruck noch eben erkennen, wie aus der Summenbildung hervorgeht. Diese Abnahme ist aber jedenfalls erheblich kleiner, als die von Herrn Angström für die kurzwelligen Absorptionsstreifen beobachtete. — Es zeigt dies wiederum eine deutliche Verschiedenheit der beiden Streifenarten.

Ferner scheint obige Tabelle darauf hinzudeuten, daß der Schwerpunkt des Absorptionsstreifens mit abnehmendem Druck ein wenig nach längeren Wellen verschoben wird.

Wir sind nach diesem Versuche auch berechtigt, in Spalte *e* der Tabelle 1 die Schichtdicke bei Atmosphärendruck mit 1 cm anzugeben.

Unsere soeben gewonnenen Resultate über die Absorption der Kohlensäure bezüglich des Spektralgebietes von $12\,\mu$ bis $18\,\mu$ haben wir hiernach die Berechtigung, auf die Absorptionsvorgänge in der Erdatmosphäre anzuwenden. Diesem Zwecke dient Fig. 2. In derselben stellt die ausgezogene Linie die Energiekurve eines schwarzen Körpers von der Temperatur der Erdoberfläche ($t = 293$ abs.) dar[1]). Eingezeichnet ist einmal der Absorptionsstreifen bei der Wellenlänge $\lambda = 4{,}4\,\mu$, ferner die eben gefundenen Streifen für die verschieden dicken Schichten der absorbierenden Kohlensäure[2]). Sehr deutlich läßt diese Figur zunächst erkennen, wie überwiegend das Absorptionsband bei $14{,}7\,\mu$ gegenüber dem kurzwelligen Streifen ist (der bei $\lambda = 2{,}6\,\mu$ erscheint nicht in der Figur, weil die Energie an dieser Stelle noch keine merklichen Werte erreicht). Da die in der Atmosphäre unter gewöhnlichen Verhältnissen vorhandene Kohlensäuremenge eine

[1]) Zur Konstruktion dieser Energiekurven ist die Planck sche Formel benutzt worden (diese Verhandlungen 2, 202, 1900), welche bisher stets mit den Versuchen in Übereinstimmung gefunden worden ist.

[2]) Hierbei wurden die wegen der Breite des Spaltes und der Thermosäule erforderlichen Korrektionen nach der Runge schen Methode angebracht.

Schichtdicke von ungefähr 400 cm bei einem Partialdruck von einer Atmosphäre haben würde, so kann man aus der Fig. 2 direkt durch Auswertung der entsprechenden Flächen die Gesamtabsorption der Wärmestrahlen in der Kohlensäure unserer Atmosphäre berechnen und findet 21,2 Proz.

Um zu untersuchen, inwieweit solche berechneten Werte mit direkt gefundenen übereinstimmen, haben wir für eine Reihe von Schichtdicken die Gesamtabsorption gemessen. Zu diesem Zwecke ließen wir eine Thermosäule von Zimmertemperatur gegen einen schwarzen Körper von sehr tiefer Temperatur strahlen. Als solchen verwandten wir eine Kochflasche, in der sich ein Gemisch von fester Kohlensäure und Äther ($t = -80^0$ C) befand. Die Oberfläche des Glases bzw. der dünnen Eisschicht, mit welcher sich die Flasche bedeckte, darf in diesem Spektralgebiet als hinreichend schwarz angesehen werden. Als Absorptionsröhren benutzten wir dieselben, die wir bei den spektralen Messungen angewendet hatten, nur mußte hier für Schichtdicken größer als 100 cm ein besonderes Verfahren in Anwendung treten. Eine Betrachtung der Kurve in Fig. 2 zeigt nämlich, daß bei geringen Schichtdicken eine Vermehrung dieser Größe um einen kleinen Betrag, z. B. 1 cm, eine sehr bedeutende Vergrößerung der Absorption hervorbringt. Bei größeren Schichtdicken (über 20 cm) ist dagegen der Einfluß einer Dickenvergrößerung von 1 cm fast zu vernachlässigen. Da nun aber bei den Wechselbeobachtungen mit Luft und mit Kohlensäure nach dem Verdrängen der Kohlensäure durch trockene Luft im Rohr stets ein kleiner Betrag von einigen Promille Kohlensäure zurückblieb, und da ferner der Kohlensäuregehalt der Zimmerluft durch die beständig entwickelte Kohlensäure bei diesen Versuchen ein verhältnismäßig hoher war, so hätten hierdurch Fehler entstehen müssen. Allen diesen Schwierigkeiten geht man aus dem Wege, wenn man dauernd ein Rohr von 20 cm Länge, gefüllt mit Kohlensäure, in dem Strahlengange eingeschaltet läßt und nur die Zunahme der Absorption bei Schichtdicken von 20 cm gegenüber solchen von 120 cm bzw. 220 cm bzw. 320 cm bzw. 420 cm mißt. Da uns nun aber nicht mehr als zwei Sylvinplatten zur Verfügung standen, so wurden dieselben als Verschlußklappen für das 20 cm-Rohr benutzt und das eine Ende des langen Rohres durch ein

geeignetes Ansatzstück auf das 20 cm-Rohr aufgeschroben. Das offene Ende des langen Rohres war der Strahlungsquelle zugekehrt. Da dasselbe aber höher stand als das andere, und an dem unteren Ende während der Messung ein dauernder Zufluß von Kohlensäure erfolgte, so bedingte dieser Umstand keine Fehlerquelle.

Die in folgender Tabelle 4 angegebenen Resultate sind die Mittel aus einer großen Reihe von untereinander gut übereinstimmenden Beobachtungen.

Tabelle 4.

Schichtdicke in Centimetern . . .	4	20	120	220	320	420
Absorption in Prozenten	11,6	18,0	23,8	26,0	27,6	28,6

Ein anschauliches Bild von dem Inhalt der Tabelle 4 ergibt sich, wenn man die beobachtete Absorption als Funktion des Logarithmus der Schichtdicke aufträgt. Es läßt sich dann durch die beobachteten Punkte eine sehr schwach gekrümmte Kurve legen, deren Neigung gegen die Abszissenachse bis zu einem bei 60 cm Schichtdicke vorhandenen Inflexionspunkt langsam abnimmt und von da an wieder wächst. In erster Annäherung läßt sich der Verlauf der Absorption auch durch eine gerade Linie darstellen, doch liegen die Abweichungen bereits zweifellos außerhalb der Fehlergrenze. Man kann dann mit Hilfe dieser Kurve leicht die Absorptionswerte von 100 und 400 cm interpolieren. Um nun die in dieser Tabelle enthaltenen, bzw. durch graphische Interpolation gewonnenen Absorptionswerte mit denen nach dem eben angeführten Gesichtspunkte aus den Spektralmessungen berechneten vergleichen zu können, mußten die ersteren einer Korrektion unterworfen werden. Da sich in dem Strahlengange stets zwei Sylvinplatten von zusammen etwa 7,5 mm Dicke befanden, wird die gemessene Gesamtstrahlung um den durch die Sylvinplatten absorbierten Bruchteil zu verringern sein, während die durch Kohlensäure absorbierte Energie sich hierdurch nur sehr unbedeutend ändert, wie aus Fig. 2 zu ersehen ist. Die in Fig. 2 zwischen der ausgezogenen und der gestrichelten Linie liegende

Fläche stellt nämlich die Absorption[1]) einer Sylvinschicht von 7,5 mm dar und berechnet sich zu etwa 22 Proz. Experimentell wurde diese Größe auf folgende Weise gefunden.

In einem spektralen Bereich von der Wellenlänge $\lambda = 10\,\mu$, in welchem Sylvin keine eigentliche Absorption besitzt, wurde die, durch viermalige Reflexion und durch Fehler der Platten bewirkte Schwächung der Strahlen zu 19,4 Proz. gemessen. Mit Berücksichtigung bzw. nach Abzug dieses Energieverlustes, welcher für unseren Fall nicht in Betracht kommt, da er für alle Strahlen des Spektrums fast die gleiche Größe besitzt, beträgt die Absorption unserer Sylvinplatten für Strahlen eines schwarzen Körpers ($t = -80^0$ C) nach unseren Messungen 21,1 Proz., in guter Übereinstimmung mit der berechneten. Wird mit Hilfe dieser Zahlen die Korrektion an den beobachteten Werten an der Tabelle 4 ausgeführt, so sind die erhaltenen Zahlen immer noch ein wenig zu groß. Dieser Umstand legte die Vermutung nahe, daß die Kohlensäure außer den drei bekannten Absorptionsstreifen noch weitere besäße. In der Tat fanden wir dies bestätigt, und es ergab sich bei sorgfältiger Durchsuchung des uns zugänglichen Spektrums ein ganz schwaches Absorptionsgebiet bei etwa $10\,\mu$. Die folgende Tabelle 5 gibt diese Versuche wieder. Die Messungen wurden mit dem 100 cm langen Rohre ausgeführt. Die Absorptionen sind zwar nicht groß, finden sich aber bei allen Versuchsreihen wieder.

Tabelle 5.

Ablenkung	Wellenlänge μ	Absorption in Prozenten
1° 10′	6,4	0
20′	7,63	0,2
30′	8,75	1,9
40′	9,79	2,7
50′	10,55	2,0
2° 0′	11,32	0,5

[1]) Vgl. Rubens und Trowbridge, l. c., S. 737.

In Fig. 2 ist dieser Absorptionsstreifen für 100 cm Schichtdicke eingezeichnet[1]). Berücksichtigt man diesen Absorptionsstreifen noch bei der Berechnung der Gesamtabsorption aus den Spektralbeobachtungen, so erhält man die in Spalte 4 der folgenden Tabelle 6 angeführten Zahlen in guter Übereinstimmung mit den beobachteten (Spalte 3). Die jetzt noch vorhandenen geringen Abweichungen können auf dreierlei Ursachen zurückgeführt werden. Erstens sind die hier in Frage kommenden Körper nicht absolut

Tabelle 6.

Schichtdicke d cm	Absorption beobachtet Proz.	Absorption korrigiert Proz.	Absorption berechnet Proz.	*log d*
4	11,6	9,2	10,0	0,60
20	18,0	14,18	14,1	1,30
100	23,2	18,3	17,8	2,00
200	25,65	20,25	—	2,30
300	27,3	21,53	—	2,48
400	28.45	22,45	21,7	2,60

schwarz, wenn sie auch eine gute Annäherung darstellen. Zweitens haben wir die Thermosäule statt gegen einen Körper von 0° abs. gegen einen solchen von 193° abs. strahlen lassen. Der Fehler, den man hierbei begeht, ist äußerst klein und kann in folgender Weise berechnet werden.

Die von uns beobachtete Gesamtstrahlung wird dargestellt durch den Unterschied der Fläche der Energiekurve bei 293° abs. und 193° abs. Trägt man die so erhaltenen Zahlen als neue Energiekurve auf und zeichnet den Absorptionsstreifen bei 14,7 μ ein, so kann man wieder die Gesamtabsorption berechnen. Man erhält so Werte, die von denen in der Spalte 4 der Tabelle 6 berechneten um weniger als 1 Proz. abweichen.

[1]) Die Existenz dieses schwachen Absorptionsstreifens geht auch bereits aus früheren Versuchen (Rubens und Aschkinass) unzweideutig hervor. In der l. c., S. 595, gezeichneten Kurve, welche das Emissionsspektrum der heißen Kohlensäure darstellt, findet sich eine deutlich erkennbare Erhebung zwischen den Wellenlängen $\lambda = 9\,\mu$ und $\lambda = 12\,\mu$, welche bei $\lambda = 10\,\mu$ ein Maximum besitzt.

Endlich entfällt auch ein sehr geringer Bruchteil der Sylvinabsorption auf das Absorptionsgebiet der Kohlensäure. Hierdurch verringert sich die beobachtete Absorption um nicht ganz 1 Proz. ihres eigenen Betrages.

Die oben genannte Tatsache, daß die Stärke der Absorption unter den gegebenen Versuchsbedingungen annähernd mit dem Logarithmus der Schichtdicke zunimmt, weicht außerordentlich von dem Absorptionsgesetz ab, das für homogene Strahlen gilt. Bei diesem ist bekanntlich der Logarithmus der Absorption der Schichtdicke proportional. Immerhin lehrt aber die von uns gefundene angenäherte Gesetzmäßigkeit zweierlei:

Einmal erniedrigt eine Verminderung der Schichtdicke der Kohlensäure um 20 Proz. die Absorption angenähert stets um den gleichen absoluten Betrag, gleichgültig, ob diese Schichtdicke 4 cm oder 400 cm beträgt. Zweitens berechnet sich dieser Betrag nach unseren Beobachtungen auf etwa 0,7 Proz. Wenn also auch durch eine Änderung des Kohlensäuregehaltes der Atmosphäre um 20 Proz. eine immerhin noch sehr merkliche Verringerung der Absorption der Erdstrahlung eintreten muß, nämlich um etwa $^1/_{30}$ dieses Betrages, so ist doch die hiermit in Zusammenhang stehende Abkühlung der Erdoberfläche keinesfalls allein ausreichend, um hieraus eine Erklärung für die Entstehung der Eiszeiten zu ermöglichen. Dieses Resultat wird auch durch die selektive Absorption des Wasserdampfes in der Atmosphäre nicht wesentlich modifiziert, wie schon aus den Arbeiten der Herren ARRHENIUS und ANGSTRÖM hervorgeht.

Charlottenburg, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, März 1905.

Berichtigungen zu der Mitteilung S. Czapski: Nachruf auf ERNST ABBE. Es muß heißen: Seite 91, Zeile 8 von oben, Ende 1880 statt 1881. — Seite 110, Zeile 13 von oben, an ihr statt an ihrer Form. — Seite 114, Zeile 4 von unten, Mikroskopiker statt Mikroskopoptiker. — Seite 116, Zeile 6 von unten, Zuständen in dieser Fläche statt Zuständen dieser Fläche.

Jahrg. 3 *Heft 8*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

**der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben**

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

**der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. | 30. April 1905. | Nr. 8.

Sitzung vom 31. März 1905.

Vorsitzender: Herr H. RUBENS.

Hr. **Karl Scheel** legt eine zweite Mitteilung von den Herren **J. Precht** und **C. Otsuki**

Über die Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds

vor, welche bereits im vorigen Heft S. 163 bis 169 abgedruckt ist.

Hr. **H. Rubens** berichtet sodann:

Über das langwellige Absorptionsspektrum der Kohlensäure

nach gemeinsam mit Hrn. E. LADENBURG angestellten Versuchen (vgl. Heft 7 dieser Verhandlungen, S. 170 bis 182).

Über den Dampfdruck von Quecksilber und Natrium;
von A. Gebhardt[1].

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der k. Universität Erlangen.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1905.)

(Vgl. oben S. 132.)

In letzter Zeit sind im physikalischen Institut der Universität Erlangen zwei Arbeiten[2]) über den Dampfdruck fester Körper ausgeführt worden. Der Umfang und das gewonnene Zahlenmaterial dieser Untersuchungen, die ursprünglich nur als Vorstudien zur Ausarbeitung einer Methode über Metalldampftensionen gedacht waren, ließen eine gesonderte Publikation wünschenswert erscheinen. Auf Anregung von Prof. Dr. E. Wiedemann unternahm ich eine weitere Durchbildung dieser Methode, insbesondere eine Umarbeitung, welche sie auch für die Dampfdruckbestimmungen von Natrium und Kalium geeignet machte. Für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für die ständige Unterstützung sage ich ihm, sowie Herrn Prof. G. C. Schmidt für dessen Hilfe auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank.

Im folgenden seien kurz die Methoden und Resultate der Messungen der Dampfspannungen von Quecksilber und Natrium wiedergegeben. Die Dampfdruckmessungen am Kalium haben bisher noch zu keinem befriedigenden Resultat geführt.

Zur Bestimmung der Dampfdrucke benutzte ich die dynamische Methode. Die Metalle wurden in ein Siedegefäß gebracht und die Temperaturen gemessen, bei denen ein Sieden unter verschiedenen durch ein Manometer festgestellten Drucken eintritt.

I. Dampfspannung des Quecksilbers.

Als Siedegefäß diente ein kugelförmiges Glasrohr, welches durch ein unmittelbar über dem Quecksilberspiegel angebrachtes

---

[1]) Kurzer Auszug aus der Dissertation des Verfassers. Erlangen 1903. 32 Seiten.

[2]) Vgl. diese Verhandlungen S. 159, 1905.

sehr weites Rohr mit dem Manometer verbunden war. Dieses Rohr war so weit gewählt, da Vorversuche gezeigt hatten, daß bei engen Röhren und geringen Drucken die Drucke zwischen Siedegefäß und Manometer sich nicht schnell genug ausglichen, so daß bei stärkerer Erhitzung, also bei schnellerer Dampfbildung im Siedegefäße beträchtliche Überdrucke auftraten, wodurch die Temperatur um mehrere Grade höher stieg, als wenn das Quecksilber bei schwacher Erhitzung siedete. Zur Messung der Temperatur diente ein Thermometer, dessen Kugel durch Asbestumhüllungen geschützt war und sich ungefähr im Mittelpunkte des Siedegefäßes etwa 3 bis 4 cm vom Quecksilberspiegel entfernt befand. Die höheren Drucke wurden mit einem offenen Manometer, die tieferen mit einem MAC LEOD-Manometer gemessen. Die Erhitzung des Gefäßes geschah stets mit möglichst kleiner Flamme, um die oben geschilderten Überhitzungen auf ein Minimum zu reduzieren.

Die Zahlen, welche ich erhalten habe, seien in der folgenden Tabelle mit denen von RAMSAY und YOUNG, HERTZ, REGNAULT und schließlich noch mit den Zahlen verglichen, die aus den Werten der neuerdings von Herrn JEWETT[1]) bestimmten Dampfdichten des Quecksilbers berechnet wurden.

Tabelle I.

Dampfdrucke von Hg[2]) nach:

Temperatur Grad	RAMSAY und YOUNG	HERTZ	REGNAULT	GEBHARDT	JEWETT
130	1,337	1,24	2,175	1,1	—
140	1,763	1,93	3,059	1,8	1,84
150	2,684	2,93	4,266	2,8	—
160	4,018	4,38	5,900	4,3	4,23
170	5,904	6,41	8,091	6,3	—
180	8,535	9,23	11,000	9,2	9,1
190	12,137	13,07	14,84	13,0	—
200	17,015	18,25	19,90	17,7	24,2
210	23,482	25,12	26,35	24,0	—

[1]) F. B. JEWETT, Phil. Mag. (6) 4, 546, 1902.

[2]) Für niedrige Temperaturen zwischen 0° und 70° sind neuerdings die Dampfdrucke des Quecksilbers von Herrn C. W. MERLEY, Phil. Mag. (6) 7, 662—667, 1904, bestimmt worden, auf die hier verwiesen sein möge.

Temperatur Grad	Ramsay und Young	Hertz	Regnault	Gebhardt	Jewett
220	31,957	34,90	34,70	33,4	32,2
230	42,919	—	45,35	44,9	—
240	56,919	—	58,82	58,5	62,3
250	74,592	—	75,75	77,0	—
260	96,661	—	96,73	100,0	100,6
270	123,905	—	123,01	120,0	114,8
280	157,378	—	155,17	158,5	155,0
290	198,982	—	194,46	199,5	—
300	246,704	—	442,15	249,0	250,0
310	—	—	299,69	309,0	311,0

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß meine Werte sich in guter Übereinstimmung mit den Zahlen der anderen Beobachter befinden. Das befriedigende Resultat der Versuche mit Quecksilber veranlaßte mich, die gleiche Methode zur Bestimmung der Dampfspannungskurve des Natriums anzuwenden.

II. Dampfspannung des Natriums.

Nach zahlreichen Versuchen, welche bezweckten, ungefähr den Bezirk der $p.t$-Kurve (p Druck, t Temperatur) aufzufinden, in welchem die Dampfdruckkurve bei niederen Drucken liegt, und die zweckmäßigste Form der Siedegefäße festzustellen, benutzte ich zu den definitiven Messungen folgende Versuchsanordnung:

Das durch starkes Erhitzen im Porzellantiegel von Petroleum gereinigte Natrium wurde durch Erhitzung in einer Glaskugel unter ständigem Evakuieren von Wasserstoff befreit. An der Kugel befand sich ein Ansatzrohr mit eingeschnürtem Hals, in welches man das vom Wasserstoff befreite Natrium durch Neigen der Glaskugel lassen konnte. War das Rohr gefüllt, so wurde es von der Kugel abgeschmolzen. Vor den eigentlichen Versuchen wurden auf diese Weise eine ganze Reihe von solchen Röhren, die ich kurz Patronen nennen will, gefüllt mit von Wasserstoff freiem Natrium, hergestellt.

Als Siedegefäß diente ein Porzellanrohr mit kugelförmiger Erweiterung in der Mitte. Zur Temperaturmessung diente ein von der Reichsanstalt geeichtes Platin-Platinrhodiumthermoelement. Das Natrium wurde in das Siedegefäß gebracht, indem von einer

nach dem obigen beschriebenen Verfahren hergestellten Patrone die Spitze abgebrochen wurde, die Patrone in den Hals des Siedegefäßes gebracht und schnell evakuiert wurde. Nach Einleitung von scharf getrocknetem reinem Stickstoff in das Siedegefäß wurde dann dasselbe erhitzt und ein wenig geneigt, dann floß das Natrium aus der Patrone in den kugeligen Teil des Siedegefäßes. Über dieses wurde hierauf ein doppelwandiger, mit Asbestplatten gefütterter eiserner Kasten gestülpt, der die Flammenwärme zusammenhalten sollte.

Anfangs stieg bei Erhitzung die Temperatur langsam, schließlich aber — mit zunehmender Dichte des vorläufig noch ungesättigten Dampfes — rascher und nahm dann bald einen konstanten Wert an. Dieser und der zugehörige Druck wurden notiert, genau wie bei den Versuchen mit Quecksilber. Trotzdem ich mit zwei dreifachen Bunsenbrennern und einem Fletscherbrenner heizte, konnte ich dennoch nicht über eine zwischen 570 und 580° liegende Temperatur hinauskommen. Die Flammen richteten nichts aus. Ich konnte also nur für relativ niedere Drucke, nämlich etwa bis 70 mm, die Dampfdruckkurven ermitteln. Die Beobachtungen wurden sowohl bei aufsteigenden als bei abnehmenden Drucken gemacht. Es traten hierbei, wie zu erwarten, ähnliche Überhitzungserscheinungen auf, wie bei den Versuchen mit Quecksilber. Am Schluß einer jeden Doppelreihe, d. h., wenn wieder niedrigere Drucke erreicht wurden, platzte das Gefäß regelmäßig. Es konnten daher nur drei Doppelreihen erhalten werden. Daß die gefundenen Werte nicht so genau auf einer Punktreihe liegen können, wie es bei einfacheren Tensionsbestimmungen, wie z. B. beim Quecksilber der Fall ist, wo die Temperaturen schon viel niedriger sind, ist daher nicht wunderbar. Man bedenke auch, daß die Messungen hier möglichst rasch vorgenommen werden mußten, weil das Gefäß niemals sehr lange den Angriffen des Natriums standhielt. Folgende Tabelle II enthält die durch graphische Interpolation aus drei Beobachtungsreihen abgeleiteten Werte. Neben meinen Werten befinden sich Werte für die Dampfdrucke, die aus den Zahlen von Herrn JEWETT[1]) für die Dampfdichten des Natriums berechnet wurden.

[1]) Vgl. S. 551.

Tabelle II.

Dampfdrucke von Natrium nach:

Temperatur Grad	GEBHARDT	JEWETT	Temperatur Grad	GEBHARDT	JEWETT
380	1,2	0,78	480	6,1	—
390	1,3	2,92	490	7,2	—
400	1,4	6,65	500	8,6	—
410	1,7	10,72	510	10,3	—
420	2,0	14,4	520	12,4	—
430	2,4	—	530	15,0	—
440	2,9	—	540	18,5	—
450	3,4	—	550	23,0	—
460	4,2	—	560	33,2	—
470	5,1	—	570	80,0	—

Die großen Abweichungen zwischen meinen Werten für die Dampfdrucke des Natriums und denen von JEWETT erklären sich wohl aus dem Umstande, daß JEWETT seine Versuche in Glasgefäßen vornahm, welche seiner eigenen Angabe nach stark angegriffen wurden. Die höheren Werte von JEWETT dürften also von dem Aufgenommenwerden von Natrium in den Glaswandungen herrühren.

Über die Glimmentladung in den Dämpfen der Quecksilberhaloidverbindungen $HgCl_2$, $HgBr_2$, HgJ_2;

von Wilhelm Matthies.

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Erlangen.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1905.)

(Vgl. oben S. 132.)

Die Untersuchungen über die Glimmentladung verdünnter Gase in GEISSLERschen Röhren beschränken sich bisher fast ausschließlich auf elementare Gase, vor allem auf Stickstoff. Da es aber von Interesse sein muß, quantitative Messungen auch einmal an solchen Verbindungen anzustellen, die sich nicht in nennenswerter Weise durch die elektrische Entladung verändern, habe ich auf Anregung von Herrn Professor Dr. WIEDEMANN Potentialmessungen in den Dämpfen der Quecksilberhaloidverbindungen angestellt, die nach Untersuchungen von E. WIEDEMANN und H. EBERT[1]) sowie ersterem und G. C. SCHMIDT[2]) nicht zerfallen, solange die Stromstärke unter der Grenze liegt, bei der außer den Verbindungsspektren[3]) auch die Quecksilberlinien auftreten.

Die Messungen wurden in etwa 18 cm langen, 3 bis 4 cm weiten Entladungsröhren ausgeführt, die 0,2 cm dicke, konachsiale Platindrahtelektroden und fünf feste Sonden aus gleichem Material enthielten. Die Herrichtung der Röhren geschah in der Weise, daß nach sorgfältigster Reinigung dieselben an eine automatisch arbeitende, nur mit Quecksilberschliffen versehene SPRENGELsche Quecksilberluftpumpe angeschmolzen, einige Stunden in einem Heizkasten auf etwa 360° erhitzt und vollständig ausgepumpt wurden. Nachdem trockene, staubfreie Luft in das Rohr gelassen war, wurde dasselbe geöffnet und mit der betreffenden Substanz beschickt. Da zahlreiche Vorversuche ergeben hatten,

---

1) E. WIEDEMANN und H. EBERT, Wied. Ann. 35, 234, 1888.

2) E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. 61, 737, 1897.

3) A. C. JONES, Erlanger Inaugural-Dissertation 1896. Wied. Ann. 62, 30, 1897.

daß die als chemisch rein teils von KAHLBAUM, teils von MERCK bezogenen Präparate im hohen Vakuum beim Sublimieren sehr viel Gase abgeben, vor allem Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff, so mußte besondere Sorgfalt auf die Befreiung von diesen Gasen gelegt werden. Die bis auf den Dampfdruck des Quecksilbers evakuierten Gefäße wurden dann von der Pumpe abgeschmolzen und in einem elektrischen Ofen erhitzt, um die für den Stromdurchgang nötige Dampfspannung zu erzeugen. Die Temperatur wurde mittels eines Konstantan-Eisen-Thermoelementes bestimmt, während die entsprechende Dampfspannung durch graphische Interpolation aus den Dampfdruckkurven von K. STELZNER [1]) und G. NIEDERSCHULTE [2]) ermittelt wurde, deren Zahlen gut mit denen anderer Beobachter übereinstimmen. Als Stromquelle kam eine 1600zellige Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie und ausnahmsweise eine 20plattige TÖPLERsche Influenzmaschine zur Verwendung, welch' letzte im Maximum $0{,}5 . 10^{-3}$ Ampere liefert; die Stromstärke wurde mit einem DEPREZ-d'ARSONVAL-Galvanometer, die Potentialdifferenzen mit einem Quadrantelektrometer gemessen. Die Kontinuität der Entladung wurde mittels eines sehr empfindlichen Telephons und eines Drehspiegels kontrolliert, während ein Spektralapparat gestattete, das eventuelle Auftreten von Hg-Linien bei gesteigerter Stromintensität zu konstatieren.

Ergebnisse.

1. Die äußere Form der von außerordentlich glänzender Elektrolumineszenz begleiteten Glimmentladung in den Dämpfen der Haloidverbindungen des Quecksilbers unterscheidet sich im wesentlichen nicht von derjenigen elementarer Gase; es läßt sich an ihr positive Lichtsäule mit leuchtender Anodenschicht, dunkler Trennungsraum, negatives Glimmlicht, HITTORFscher Raum und schwach leuchtende Kathodenschicht unterscheiden. In reinem Dampf tritt bei den Dimensionen der benutzten Röhren eine Schichtung des positiven Lichtes verhältnismäßig selten auf; wurde eine solche beobachtet, so pflegte sie die Gestalt scharf

[1]) K. STELZNER, Erlanger Inaugural-Dissertation 1901; diese Verh. 7, 159, 1905.

[2]) G. NIEDERSCHULTE, Erlanger Inaugural-Dissertation 1903; diese Verh. 7, 159, 1905.

begrenzter, tellerförmiger Lichtscheiben zu haben, von denen häufig mehr als vier auf der Längeneinheit gezählt wurden. Während das positive Licht bei Drucken bis zu 2 mm Hg gleichmäßig den Rohrquerschnitt erfüllt, beschränkt es sich bei höheren Drucken fast nur auf die Umgebung der Anode, doch wächst es bei gesteigerter Stromintensität zu einem etwa 0,5 bis 0,8 cm starken Lichtfaden, der selbst bis dicht vor die Kathode reichen kann. In vielen Fällen traten bei dieser, der Bogenentladung ähnelnden, Entladungsform Quecksilberlinien auf. Die Lichtemission ist eine relativ große.

2. Alle angestellten Versuche bestätigten ausnahmslos die von E. Wiedemann und G. C. Schmidt gemachte Beobachtung, daß in den genannten Dämpfen bei Anwendung angemessener Stromstärken und Benutzung von Pt-Elektroden eine nennenswerte Zersetzung durch den Strom nicht herbeigeführt wird. Die Anwesenheit von Al, Cu, Fe und Hg allein bewirkt schon, ohne daß überhaupt Strom durch das Rohr geht, einen Zerfall.

3. Verglichen mit Stickstoff zeigen die Haloidverbindungen des Quecksilbers außergewöhnlich hohe Potentialgradienten, Kathoden- und Anodenfälle. In der folgenden Tabelle ist eine Zusammenstellung der mittleren Gradienten auf der ungeschichteten positiven Säule für verschiedene Drucke in den genannten Dämpfen und in reinem Stickstoff[1]) gegeben.

i = etwa $0,25 . 10^{-3}$ Ampere.

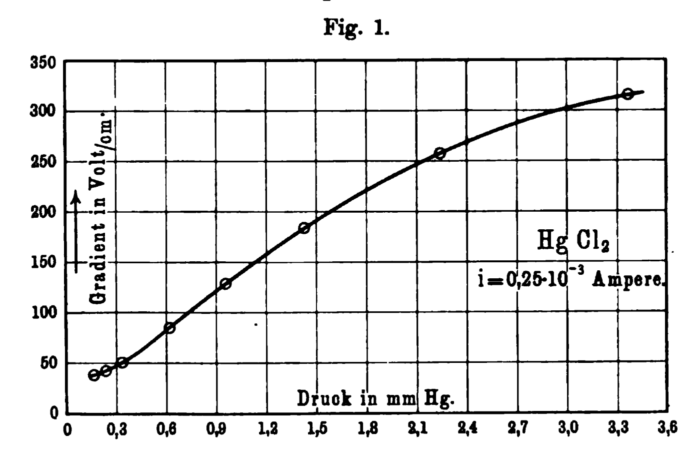
Druck d	$\frac{\Delta v}{\Delta x}$ auf der positiven Säule in			
	$HgCl_2$	$HgBr_2$	HgJ_2	N_2
0,1	38	73	29	—
0,4	66	139	53	17
0,9	127	224	114	32
1,4	150	259,5	147	43
1,9	202	—	165	54
2,25	222	—	188	62
3,0	263	—	251	77

[1]) Die Werte für Stickstoff sind den Tabellen von A. Herz entnommen. Wied. Ann. 54, 254, 1895.

4. Auf der positiven, ungeschichteten Säule ist der Gradient nicht konstant, sondern wächst von der Kathode zur Anode.

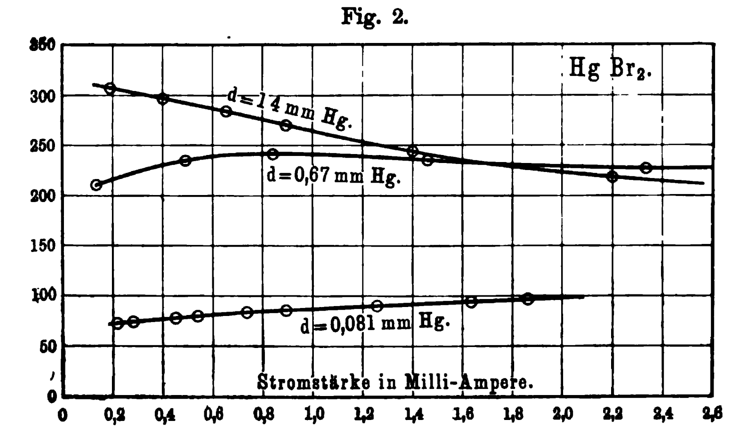
5. Im FARADAYschen Trennungsraum sind die Gradienten erheblich kleiner als auf der positiven Säule.

Fig. 1.



6. Die Gradienten wachsen mit steigendem Druck, aber langsamer als dieser, wie dies Fig. 1 zeigt. Nebenbei sei bemerkt, daß die Kurven für Jod den gleichen Charakter tragen; sie zeigen

Fig. 2.

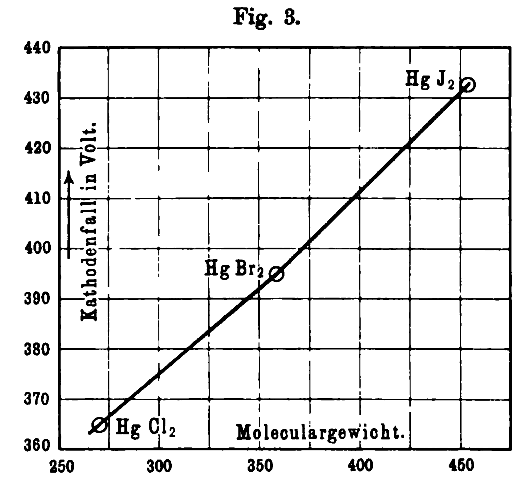


nämlich auch die Andeutung eines Wendepunktes. (An anderer Stelle wird ausführlich über die Ergebnisse der Messungen in Jod berichtet werden.)

7. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke ist eine sehr komplizierte und für verschiedene Drucke sehr verschieden, bei höheren Drucken ist sie im allgemeinen erheblich stärker als bei tiefen. Fig. 2 zeigt die drei typischen Formen der Abhängigkeit in graphischer Darstellung an $HgBr_2$.

8. Die normalen Kathodengefälle wachsen annähernd proportional mit dem Molekulargewicht der Verbindungen; siehe Fig. 3.

Fig. 3.



Kurz sei noch mitgeteilt, daß einige Versuche im hiesigen Institut mit reinem Tantal angestellt wurden, das wir der Güte der Firma SIEMENS u. HALSKE verdankten. Es ergab sich, daß genanntes Metall, als Elektrode eines Entladungsrohres benutzt, eine sehr geringe Zerstäubung zeigt, und einen Kathodenfall in Luft besitzt, der ganz in der Nähe von demjenigen gegen Platin liegt.

Erlangen, 3. März 1905.

Jahrg. 3 *Heft 9*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. **15. Mai 1905.** **Nr. 9.**

Sitzung vom 5. Mai 1905.

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Der Rechnungsführer Hr. E. **Jahnke** erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1904 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frh. v. SEHERR-THOSS und F. F. MARTENS, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird einstimmig angenommen.

Aus den jetzt folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat in folgender Zusammensetzung hervor:

Hr. M. PLANCK, Vorsitzender.
Hr. W. v. BEZOLD,
Hr. E. HAGEN,
Hr. P. DRUDE,
Hr. H. RUBENS,
Hr. E. WARBURG,
} Beisitzer.

Hr. P. MICKE, Rechnungsführer.
Hr. E. JAHNKE, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. F. KURLBAUM, Schriftführer.
Hr. H. STARKE, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frh. v. SEHERR-THOSS, } Revisoren.
Hr. E. PRINGSHEIM, }
Hr. F. F. MARTENS, Bibliothekar.
Hr. E. MEYER, stellvertretender Bibliothekar.

Der neugewählte Vorstand und Beirat kooptiert
Hrn. R. ASSMANN } als Redakteure der „Fortschritte der Physik“,
Hrn. K. SCHEEL }
letzteren zugleich als Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß wurden gewählt:

Hr. R. ABEGG,	Hr. O. LUMMER,
Hr. F. BRAUN,	Hr. F. RICHARZ,
Hr. P. DRUDE,	Hr. H. RUBENS,
Hr. V. v. LANG,	Hr. K. SCHEEL,
Hr. E. LECHER,	Hr. O. WIENER.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wurde nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. VOIGT gewählt.

Sodann spricht Hr. **E. Warburg:**

Über die Reflexion der Kathodenstrahlen an dünnen Metallblättchen

(nach Versuchen von Hrn. S. WILLIAMS).

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. stud. litt. LEO SANTIFALLER, Bozen, Tirol, Lauben 45 III.
(Vorgeschlagen durch Hrn. SCHEEL.)



Vermögens-Bilanz
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
am 31. Dezember 1904.

Aktiva.	Mark	Pf.	*Passiva.*	Mark	Pf.
Versicherungs-Konto	31	30	Kapital-Konto	31 276	95
Bibliothek	12 920	—	Gewinn- und Verlust-Konto	4 212	47
Deutsche Bank	1 614	12	Friedr. Vieweg u. Sohn	535	50
Effekten-Konto	20 004	25	Kassa-Konto	213	82
Jahresbericht-Konto Lit. A	481	35	Mitgliederbeiträge-Konto	30	—
„ „ Lit. C	480	25			
„ „ Lit. E	649	45			
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Stiftungsfest-Konto	38	02			
	36 268	74		36 268	74

Berlin, 3. Mai 1905.

E. Jahnke, Rechnungsführer.

Revidiert und richtig befunden:

M. Frh. v. Seherr-Thoss. **F. F. Martens.**

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1904.

Debet.	Mark	Pf.	*Kredit.*	Mark	Pf.
Bureaubeamter	300	—	Vortrag vom Jahre 1903	3 224	43
Bote, Diener, Heizer, Portier	768	—	Beiträge von Berliner Mitgl. pro 1904. I.	1 840	—
Bücher, Zeitschriften	439	40	„ „ „ „ „ 1904. II.	1 800	—
Buchbinder	357	70	„ „ auswärtig. Mitgl. 1904	905	—
Bibliothek, Lesezirkel, Inventar	48	—	Zinsen von Wertpapieren	684	90
Verhandlungen	363	12	„ „ Depositengeldern	31	05
Fortschritte der Physik, Bd. 58, Verlag	396	93			
„ „ „ Bd. 58, Redaktion	473	50			
Laufende Ausgaben der Redakteure	174	71			
Versicherung	16	—			
Drucksachen, Schreibmaterialien	184	35			
Porti	608	35			
Extraordinaria	142	85			
Vortrag für das Jahr 1905 (Gewinn: M. 988,04)	4 212	47			
	8 485	38		8 485	38

Vorstehender Etat-Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, 5. Mai 1905.

(gez.) E. Warburg.

Über den Raum der Atome. Die Theorien von Th. W. Richards und mir;

von I. Traube.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. März 1905.)

(Vgl. oben S. 131.)

Seit einer Reihe von Jahren habe ich mich mit Arbeiten [1]) über die räumlichen Verhältnisse der Stoffe beschäftigt, und habe wiederholt darauf hingewiesen, eine wie außerordentlich große Bedeutung diesem so lange vernachlässigten Gebiete zukommt.

Zu meiner Freude hat sich in neuerer Zeit [2]) ein so ausgezeichneter Forscher wie Th. W. Richards mit demselben Probleme beschäftigt und ist in einer Reihe von Arbeiten zu Ergebnissen gelangt, die im wesentlichen mit denjenigen meiner Arbeiten übereinstimmen, dieselben zum Teil erweitern, zum Teil aber auch, namentlich in einem wesentlichen Punkte, einen so charakteristischen Unterschied in der Auffassung zeigen, daß es sich verlohnen dürfte, die beiderseitigen Ansichten nebeneinander zu stellen.

Ganz besonders muß es mir auch erwünscht sein, durch eine kurze Zusammenfassung meiner Arbeiten meine Priorität in bezug auf viele der von Richards behandelten Fragen zu sichern. Wenn auch Herr Richards in einer nachträglichen Anmerkung, l. c. 49, 17, meinen Arbeiten einige liebenswürdige Be-

---

[1]) Siehe besonders meine letzten Arbeiten Ann. d. Phys. (4) 5, 548, 1901 und 8, 267, 1902, ferner die Zusammenstellung in der Boltzmann-Festschrift, S. 430, 1904, ferner ZS. f. anorg. Chem. 34, 413, 1903; 38, 399, 1904; 40, 372, 1904 und die ältere Zusammenstellung: Über den Raum der Atome, F. W. Ahrens, Samml. chem.-techn. Vorträge 4, 1, 1899 und meinen Grundriß der physikal. Chemie, Stuttgart, Enke, 1904.

[2]) Th. W. Richards, ZS. f. phys. Chem. 40, 169 u. 602, 1902; 42, 129, 1903 und 49, 1 und 15, 1904.

merkungen widmet, so glaube ich doch, daß jene Anmerkung den Tatbestand nicht richtig schildert, und ich habe um so mehr Ursache, meine Priorität zu wahren, als in bestimmten deutschen Lehrbüchern, z. B. denjenigen des Herrn OSTWALD, meine Arbeiten geflissentlich ignoriert werden.

Der Raum, welchen die Stoffe einnehmen, setzt sich zunächst aus zwei Größen zusammen:

1. Dem Eigenvolumen der Atome und Moleküle und
2. dem Kovolumen, dem Raume, in welchem die Atome sich frei bewegen.

Während man zunächst für den „idealen" Gaszustand das Eigenvolumen gegenüber dem Kovolumen vernachlässigen darf, haben BUDDE und namentlich J. D. VAN DER WAALS gezeigt, wie das Verhalten der Gase bei starken Kompressionen und in der Nähe des Kondensationspunktes dazu führen muß, auch das Eigenvolumen, die Größe b in VAN DER WAALS' Zustandsgleichung zu berücksichtigen[1]) und wie man mit Hilfe jener bekannten Gleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

aus den Abweichungen komprimierter Gase von den idealen Gasgesetzen die Kohäsionsgröße a, das Eigenvolumen b und das Kovolumen $v - b$ in erster Annäherung berechnen kann.

Es ist hinlänglich bekannt, mit welchem Erfolge VAN DER WAALS jene Gleichung auf den Übergang vom gasförmigen zum flüssigen Zustande angewandt hat, ferner auf die Theorie der übereinstimmenden Zustände, und wie es gelang, mit Hilfe der Größe b die absoluten Dimensionen der Atome zu berechnen.

Den Beweis, daß VAN DER WAALS' Gleichung auch für homogene Flüssigkeiten und selbst feste Stoffe anwendbar ist, daß

---

[1]) Ich möchte bei dieser Gelegenheit bemerken, daß ich die Aufstellung von VAN DER WAALS' Zustandsgleichung als eine der ersten Großtaten der physikalischen Chemie betrachte. Berücksichtigt man, daß a und b keine Konstanten sind, so gilt jene Isothermengleichung mit wesentlich größerer Annäherung, als man bisher annahm; auf jeden Fall ist sie im allgemeinen jenen komplizierten Gleichungen vorzuziehen, die man an ihre Stelle gesetzt hat, welche vielleicht der Wahrheit näherkommen, aber zum Rechnen weit weniger geeignet sind.

also die modifizierten Gasgesetze für alle drei Zustände gelten, habe ich[1]) zuerst geliefert.

Ich ging zunächst bei der Untersuchung der Volumverhältnisse der Flüssigkeiten in der Weise vor, daß ich bei gewöhnlicher Temperatur nach der Methode von KOPP die Molekularvolumina (Molekulargewicht : Dichte) solcher organischen Stoffe miteinander verglich, welche sich um die gleiche Zusammensetzungsdifferenz unterscheiden, beispielsweise um CH_2; H_2; O usw. Es zeigte sich, daß — in erster Annäherung — der gleichen Zusammensetzungsdifferenz auch der gleiche Volumunterschied entspricht. Wenn man für eine bestimmte Verbindung die auf diesem Wege berechneten Atomvolumina mit dem Molekularvolumen verglich, so zeigte sich im Gegensatz zu den Berechnungen von KOPP, daß diese erstere Summe kleiner war als das Molekularvolumen.

Das Molekularvolumen einer Flüssigkeit besteht daher aus einer Summe von Atomräumen ΣVa, daneben aber noch aus einer zweiten Raumgröße, die offenbar nichts anderes ist als das Kovolumen. Für dieses Kovolumen berechneten sich nach obiger Methode meist Werte, die pro Mol in roher Annäherung um 25 ccm bei 0° herumschwankten, und nur bei assoziierten Stoffen wurden aus leicht ersichtlichem Grunde wesentlich kleinere Werte berechnet, sobald man das einfache Molekulargewicht der Berechnung zugrunde legte.

Es wurden nun ferner in VAN DER WAALS' Gleichung die mit Hilfe des Wärmeausdehnungskoeffizienten von Flüssigkeiten für zwei benachbarte Temperaturen T_1 und T_2 berechneten Volumina v_1 und v_2 eingesetzt und so die Größen b und $v - b$ berechnet. Dabei ergab sich, daß die so berechneten Größen b übereinstimmten[2]) mit den nach KOPPS Methode berechneten ΣVa, d. i. die Summe der Atomräume. Die Gleichung von VAN DER WAALS bewährte sich somit für homogene Flüssigkeiten.

Für den festen Zustand führten dieselben beiden Wege zum Ziel. KOPPS Methode führte[3]) wie bei den Flüssigkeiten zu einer Gleichung $\frac{m}{s} = \Sigma Va + \Phi$, wo $\frac{m}{s}$ das Molekularvolumen bezeich-

[1]) Ann. d. Phys. (4) 5, 548, 1901 und ZS. f. anorg. Chem. 34, 413, 1903.
[2]) I. TRAUBE, Ann. d. Phys. (4), 5, 552, 1901.
[3]) Mein Grundriß der physik. Chemie. Stuttgart, ENKE, 1904, S. 207.

net, ΣVa die Summe der Atomvolumina, und Φ das Kovolumen darstellt. Wenn man andererseits mit Hilfe der Ausdehnungskoeffizienten der Elemente nach VAN DER WAALS' Gleichung die Volumengröße $b = \Sigma Va$ und $\Phi = v - b$ berechnete, so wurde folgendes Ergebnis erzielt[1]):

Unter der Annahme, daß bei der Erwärmung eines festen Elementes sich wie bei den Gasen nicht das Gesamtvolumen, sondern nur das Kovolumen ausdehnt, wurde der Ausdehnungskoeffizient anstatt auf das Gesamtvolumen auf das Kovolumen bezogen, und es ergab sich nun, daß dieser Ausdehnungskoeffizient für alle Elemente (mit Ausnahme der Halogene) $= \frac{1}{273}$ ist. Damit war der Beweis erbracht, daß VAN DER WAALS' Gleichung alle drei Aggregatzustände umfaßt, und daß sie uns in den Stand setzt, für alle drei Zustände die beiden Größen: Eigenvolumen und Kovolumen, zu berechnen.

Die gesonderte Betrachtung beider Volumgrößen führt nun zu bemerkenswerten Folgerungen.

a) Die Eigenvolumina (die Größen b).

Die nach der Methode von KOPP und nach der Gleichung von VAN DER WAALS berechneten Atomvolumina sind nur Mittelwerte, mit denen man in ähnlicher Weise rechnen kann, wie etwa mit den mittleren molekularen Geschwindigkeitsgrößen in der kinetischen Gastheorie. Der Raum eines Sauerstoffatoms ist z. B. am kleinsten in Verbindung mit Wasserstoff, derselbe ist wesentlich größer in Verbindung mit Kohlenstoff und wächst in homologen Reihen in Verbindung von Methyl:Äthyl usw. Die Kontraktion, z. B. des Chlors bei der Verbindung mit den Atomen verschiedener Metalle, hängt ab von der chemischen Anziehung des betreffenden Metalles zum Chlor.

Ich bin auf Grund meiner Ergebnisse zuerst und zwar mehrere Jahre vor Herrn RICHARDS[2]) zu dem für das Volumgebiet grundlegenden Satze gelangt:

---

[1]) ZS. f. anorg. Chem. 34, 413, 1903.

[2]) RICHARDS bemerkt in der ZS. f. phys. Chem. 49, 17, 1904:

„Es ist mir ein Vergnügen, hier auf die ganz unabhängige Arbeit von I. TRAUBE in dieser Hinsicht aufmerksam zu machen. Mit merkwürdiger

Der Raum eines Atomes ändert sich von Stoff zu Stoff; derselbe ist um so kleiner, je größer die Affinität ist zu den benachbarten Atomen, mit welchen das betreffende Atom verbunden ist.

Die Bedeutung dieses Satzes liegt einmal in der Auffassung der Atome als kompressible Bälle, sowie ferner in dem Umstande, daß die Atomkontraktion als Maß der chemischen Affinität angesehen wird. Es muß hervorgehoben werden, daß die Atomkontraktion das einzige Maß der chemischen Affinität bildet, denn wenn auch RICHARDS in bezug auf obigen Satz und manche andere von ihm ausgesprochene Sätze keinerlei Priorität zukommt, so ist es doch ein großes Verdienst von RICHARDS[1]), nachgewiesen zu haben, daß im allgemeinen die Änderung der freien Energie ebensowenig als Maß der chemischen Energie angesehen werden darf, als die Wärmetönung.

Als die vornehmlichste Aufgabe der Mechanochemie[2]), des Schwestergebietes der Thermochemie, habe ich dementsprechend

---

Gleichzeitigkeit veröffentlichte er in Drudes Ann. 5, 555 (20. Juni 1901), folgenden Satz:

»Das Atomvolumen eines Elementes ändert sich vielmehr von Stoff zu Stoff; es ist um so kleiner, je größer die Anziehung zu den benachbarten Atomen ist«, während am 15. Juni desselben Jahres in dem Proc. of the Amer. Acad. 57, 17, meine Wendung der Beziehung erschien:

»The atomic volume is not constant, but a function of pressure and temperature and probably of electric strengths.«"

Herr RICHARDS hat offenbar übersehen, daß in meiner bereits im Jahre 1899 erschienenen und von ihm zitierten Monographie über den Raum der Atome in AHRENS, Samml. chem. u. chem.-techn. Vorträge 4, 22 der Satz sich befindet:

„Der Schwingungsraum eines Atoms ändert sich je nach der Natur des Atoms mehr oder weniger von Stoff zu Stoff und zwar unter dem gegenseitigen Einflusse, welchen die verschiedenartigen in der Verbindung enthaltenen Atome aufeinander ausüben. Je geringer die Anziehung der benachbarten Atome ist, um so mehr nähert sich der Schwingungsraum seinem Maximalwert (maximales Schwingungsvolumen), dagegen werden die Schwingungsräume um so mehr verkleinert, je größer die gegenseitige Anziehung der Atome ist.

Ich bemerke übrigens auch, daß mir in bezug auf die Lehre von der Kompressibilität der Atome (der Größen b) die unzweifelhafte Priorität gebührt gegenüber Herrn J. D. VAN DER WAALS (vgl. meine Ausführungen ZS. f. anorg. Chem. 37, 242, 1903)."

[1]) ZS. f. phys. Chem. 42, 129, 1903.

[2]) Vgl. meinen Grundriß der physik. Chemie.

die Aufgabe hingestellt, die Atomkontraktionen als Folgewirkungen der chemischen Vorgänge zu berechnen.

Wie der Affinitätsdruck wirkt, so müssen auch andere Drucke wirken, insbesondere auch der für die meisten Flüssigkeiten bei 0° etwa 1000 Atm. betragende innere Druck. Daraus folgt, daß die Eigenvolumina der Atome im flüssigen Zustande oft wesentlich kleiner sein müssen als für den Gaszustand, daß demnach bei der Verdampfung nicht nur das Kovolumen, sondern auch das Eigenvolumen der Atome sich oft sehr erheblich vergrößert.

Ein Gason ist größer als ein Fluidon. Durch diese einfache Lehre von der Kompressibilität der Atome werden unter anderem die verschiedensten Schwierigkeiten von VAN DER WAALS' Theorie beseitigt, es wird vor allem das dritte Volumen der Isothermen verwirklicht[1]).

Die Feststellung der Eigenvolumina eines Elementes im elementaren Zustande und in den verschiedenen Verbindungen hat noch nach anderen Richtungen erhebliche Bedeutung. So gestattet die Bestimmung des Raumes, welchen z. B. das Sauerstoff-

---

[1]) Vgl. meinen Grundriß der physik. Chem. 1904, S. 107. Ich hatte die Theorie der Gasonen und Fluidonen auch herangezogen (vgl. Ann. d. Phys. (4) 8, 267, 1902 und ZS. f. anorg. Chem. 37, 226, 1903 und 38, 399, 1904), um die Beobachtungen von DE HEEN, GALITZIN, und namentlich auch die in meinem Laboratorium von TEICHNER ausgeführten Beobachtungen zu deuten, welche anscheinend mit ANDREWS' Theorie des kritischen Zustandes nicht im Einklange stehen. Ich bemerke, daß, wie TEICHNER und BAKKER (ZS. f. phys. Chem. 51, 345, 1905) gezeigt haben, auch andere Annahmen möglich sind. Aber wenn Herr VERSCHAFFELT (in den Berichten der Akad. van Wetenschappen Amsterdam, 24. Dez. 1904) von neuem glaubt, TEICHNERS Versuche damit abtun zu können, daß er auf den Einfluß geringer Verunreinigungen hinweist, so mache ich Herrn VERSCHAFFELT auf meine Versuche (ZS. f. anorg. Chem. 38, 399, namentlich S. 402) aufmerksam. Wenn sich nach TEICHNERS Methode zeigt, daß nach Ausgleich der Dichten oberhalb der kritischen Temperaturen beim Abkühlen bereits oberhalb der „kritischen" Temperatur die Dichteverschiedenheiten wieder auftreten, so kann doch eine Beimengung nicht die Ursache sein. Man wird sich an die Annahme gewöhnen müssen, daß ANDREWS' Theorie einer sehr wesentlichen Abänderung bedarf, daß die Temperatur, bei welcher der Meniskus verschwindet, nicht die kritische Temperatur ist, daß dieselbe leider in keinem Falle genau bestimmt wurde, daß sie aber in allen Fällen wesentlich höher liegt, als nach den bisherigen Annahmen.

atom oder das Stickstoffatom einnimmt, Schlüsse auf die Konstitution. Mit dem Ringschlusse z. B. zum Benzolringe ist eine so erhebliche Verkleinerung der Kohlenstoffatomräume verbunden, daß man mit Hilfe des Molekularvolumens die Zahl und sogar die Art und Spannung der Ringe bestimmen kann. Der kleine Raum, welchen das Kohlenstoffatom in elementarem Zustande einnimmt, im Vergleiche zu dem großen Raume, den es im Zustande der Verbindungen ausfüllt, charakterisiert das ganze Verhalten des Kohlenstoffs im elementaren und Verbindungszustande; — und was für den Kohlenstoff gilt, ist auch für andere Elemente der Fall.

Bereits in meiner ersten volumchemischen Abhandlung[1]) habe ich auf die innigen Beziehungen hingewiesen, die voraussichtlich zwischen dem Molekularvolumen und den thermochemischen Konstanten, insbesondere der Bildungswärme bestehen. Richards gebührt nun das Verdienst, zwar nicht als erster auf die nahen Beziehungen zwischen Atomkontraktion und Bildungswärme hingewiesen zu haben, aber doch als erster an einem großen Zahlenmaterial nachgewiesen zu haben, daß eine weitgehende Parallelität zwischen Bildungswärme und Atomkontraktion besteht, daß die Reaktionswärme in erster Annäherung das Produkt der mechanischen Arbeiten ist, welche in der Kontraktion der Atome ihren Ausdruck finden.

Wenn man nun bedenkt, daß die elektrische Energie, welche ein galvanisches Element hervorzubringen vermag, in erster Annäherung gleichgesetzt werden kann der Wärmetönung, welche unter gewöhnlichen Umständen die im Elemente sich abspielenden Prozesse zu liefern vermögen, so folgt mit Notwendigkeit aus der Beziehung dieser Wärmetönung zur mechanischen Kontraktionsarbeit, daß die elektrische Energie eines Elementes auf die mechanische Arbeit bei der Kontraktion der Atome zurückzuführen ist[2]).

Hier begegnen sich meine Ansichten mit denen von Richards durchaus, auch in der Ansicht, daß man mit dieser volumchemischen Betrachtung der elektrischen Vorgänge viel weiter kommt,

---

[1]) ZS. f. anorg. Chem. 3, 23, 1892.
[2]) I. Traube, ZS. f. anorg. Chem. 40, 382, 1904.

als durch die Anwendung der Elektronentheorie auf die elektrolytischen Vorgänge, auch vor allem in bezug auf die Auffassung der elektrolytischen Lösungstension. Bei aller Anerkennung dessen, was Herr RICHARDS in dieser Beziehung hinzugetan hat, bedaure ich, daß meine früheren Anmerkungen in dieser Beziehung von ihm übersehen worden sind. Ich habe schon viel früher die Lösungstension eines Metalles in Zusammenhang gebracht mit der Differenz der Affinität vom Lösungsmittel zum Metall und der Selbstaffinität des Metalles [1]), und ich habe sogar wiederholt auf den sehr bemerkenswerten und von RICHARDS noch nicht beachteten Umstand hingewiesen, daß die Atomkontraktion eines Kalium-, Natrium-, Silberions usw. in Wasser gleich groß und unabhängig von der Natur des Ions ist, und daß dieser Satz in auffallender Analogie steht zu dem elektrolytischen Gesetze von Faraday [2]). Hoffentlich wird jetzt, nachdem auch RICHARDS im allgemeinen verwandte Ansichten ausspricht, meinen damaligen Ansichten größere Beachtung geschenkt.

b) Die Kovolumina (die Größen $v - b$).

Nicht minder bedeutungsvolle Schlüsse gestattet uns die Besprechung derjenigen Raumgröße, welche wir als Kovolumen bezeichnen.

Da bei gewöhnlicher Temperatur für die meisten Flüssigkeiten der innere Druck nicht sehr verschieden ist, so ist auch das molekulare Kovolumen im allgemeinen so wenig verschieden, daß man mit Hilfe des Kovolumens vielfach das Molekulargewicht sowie den ungefähren Assoziationsgrad bestimmen kann. Namentlich ist dies der Fall für wasserlösliche nicht ionisierte Stoffe. Das Molekularvolumen in der Lösung oder das Lösungsvolumen [3]) der gelösten Stoffe ist ebenfalls gleich einer Summe von Atomräumen, vermehrt um ein Kovolumen, welches hier wegen der

[1]) I. TRAUBE, Wied. Ann. 62, 505, 1897 und RICHARDS, ZS. f. phys. Chem. 40, 179 bis 181, 1902.

[2]) I. TRAUBE, Raum der Atome, AHRENS, Samml. chem. u. chem.-techn. Vortr. 4, 76, 1899 und Wied. Ann. 62, 505, 1897.

[3]) Vgl. I. TRAUBE, F. W. AHRENS, Samml. chem. u. chem.-techn. Vortr. 1899, l. c.

Kontraktion im Wasser wesentlich kleiner ist als für die ungelösten Stoffe, aber für alle nicht ionisierten Stoffe annähernd = 12,4 ccm pro Mol. nach der Methode von KOPP berechnet wurde. Dieser Satz — von Avogadro — ist, wie ich noch zu zeigen denke, von grundlegendem Interesse namentlich in Hinsicht auf die Auffassung des osmotischen Druckes. Jener Satz ermöglicht auch eine sehr einfache Methode der Molekulargewichtsbestimmung aus dem spezifischen Gewichte einer Lösung.

Das Studium der Kovolumina der festen Stoffe führt zu Zahlen, welche meist nicht viel größer als halb so groß sind, wie die molekularen Kovolumina homogener Flüssigkeiten. Indessen, da bei manchen derartigen Verbindungen, z. B. der racemischen Traubensäure usw., die doppelte Molekulargröße außer Zweifel steht, hier aber zu einem doppelt so großen Kovolumen wie bei den anderen festen Verbindungen führt, so war die Annahme nicht zu kühn, daß allgemein die scheinbare Halbierung des Kovolumens beim Übergange vom flüssigen in den festen Zustand auf eine Verdoppelung des Molekulargewichtes zurückzuführen wäre; eine Annahme, welche durch die Parallelität der Volumvergrößerung beim Übergange vom festen in den flüssigen Zustand mit abnehmendem Assoziationsgrade der Flüssigkeit gestützt wurde[1]). Es beruht hierauf die einzige zuverlässige Methode zur Bestimmung des Molekulargewichtes fester homogener Stoffe.

Was den Einfluß der Temperatur auf das Kovolumen betrifft, so gilt für alle drei Aggregatzustände das Gesetz von CHARLES-GAY-LUSSAC-DALTON. Besonders für die festen Elemente (inklusive der meisten Metalloide) wurde von mir der Beweis erbracht, daß der Ausdehnungskoeffizient des Kovolumens $= \frac{1}{273}$ ist.

Wenn man das molekulare Kovolumen bei 0° für den flüssigen Zustand in das bekannte Kovolumen pro Mol für den Gaszustand gleich 22400 ccm dividiert, so erhält man den inneren Druck $\frac{a}{v^2}$. Derselbe wurde auf diesem Wege von mir berechnet für die

[1]) Vgl. meinen Grundriß der physik. Chem., S. 207 und 208.

meisten organischen Flüssigkeiten = 800 bis 1000 Atm., für festes Gold = 176000 Atm. und für den Diamanten = 5460000 Atm. Diese inneren Drucke waren für die dem Gesetze von DULONG und PETIT folgenden Elemente gerade dreimal so groß als die Werte $C\frac{dt}{dv}$, wenn C die Atomwärme und $\frac{dv}{dt}$ die Änderung des Volumens mit der Temperatur bezeichnet[1]).

Die inneren Drucke bei den Metallen gehen parallel den Härten, Elastizitätsmoduln[2]) sowie den Reibungskoeffizienten[3]).

Es ließ sich ferner die Weglänge der Metallatome[4]) in Übereinstimmung mit der Berechnung aus den Diffusionskoeffizienten aus dem Unterschiede der Durchmesser von Gesamtvolumen und Eigenvolumen (Größe b) berechnen; ebenso war der atomare Kompressionskoeffizient der Metalle um so größer, je größer das Kovolumen war.

Für die Verdampfungswärme führt VAN DER WAALS' Gleichung[5]) zu dem Werte $\frac{a}{v}$, sofern man wie bei einatomigen Stoffen die Arbeit vernachlässigen darf, welche mit dem Übergange vom Fluidon in das Gason verbunden ist. Ich habe gezeigt, daß für das Quecksilber Beobachtung und Berechnung übereinstimmen. Für die mehratomigen Stoffe ergab sich die Verdampfungswärme $= 2\,\frac{a}{v}$. Da nach DEPRÈZ-TROUTONS Regel Verdampfungswärme und absolute Siedetemperatur für nicht assoziierte Stoffe einander proportional sind, so wird auch der Siedepunkt zu einer einfachen berechenbaren Volumfunktion; endlich zeigte ich, daß absoluter Siedepunkt und Aus-

---

[1]) RICHARDS hat den inneren Druck K nicht wie ich mit Hilfe von VAN DER WAALS' Gleichung berechnet, sondern er setzte $C\,dt = K\,dv$, eine Annahme, die indessen nicht statthaft ist, da die Wärme noch andere Arbeiten zu leisten hat, als den inneren Druck zu überwinden.

[2]) I. TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. 34, 413, 1903.

[3]) Ebenda, 40, 377, 1905.

[4]) Ebenda, 34, 425, 1903.

[5]) I. TRAUBE, Ann. der Phys. (4) 8, 298, 1902 und ZS. f. anorg. Chem. 34, 423, 1903.

dehnungskoeffizient der Metalle einander umgekehrt proportional sind[1]).

c) Innenraum und Außenraum der Atome.

Wir haben bis jetzt nur zwei Volumgrößen kennen gelernt, aus denen das Gesamtvolumen sich zusammensetzt: das Eigenvolumen und Kovolumen oder die Größen b und $v - b$.

Indessen nach VAN DER WAALS' Berechnungen ist die Größe b keinesfalls derjenige Raum, welcher von der Masse der Atome ganz ausgefüllt wird, sondern b ist das vierfache Multiplum dieses Raumes. Wir können uns nach CLAUSIUS u. a. die Größe b als den Raum der Atome denken, vermehrt um die Ätherhülle, in welche kein anderes Atom einzudringen vermag. Das Innenvolumen der Atome wäre somit dem Außenvolumen oder auch dem Raume, welchen die Hülle von gebundenem Äther einnimmt, proportional. Die Theorien von CLAUSIUS, MOSSOTTI, EXNER führen nun zu dem Ergebnis, daß ein ungefähres Maß des Innenvolumens die Molekularrefraktion $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{m}{d}$ ist, und es wurde in der Tat von mir gezeigt[2]), daß im Einklang mit den Annahmen dieser und VAN DER WAALS' Theorie die Größe b bei der kritischen Temperatur im allgemeinen 3,5 bis 4 mal so groß ist, wie die Molekularrefraktion. Der Berechnungsindex wird danach gleichfalls eine einfache Volumfunktion.

Auch die Molekularrefraktion ist in ganz ähnlicher Weise vom Druck abhängig, d. h. kompressibel wie die Größe b. Wenn auch der Einfluß der inneren Drucke nachweislich sich nur auf die Größen b erstreckt, so wirken die wesentlich stärkeren Affinitätsdrucke auch auf die Refraktionswerte. Daraus folgt, daß wir uns nicht nur die umgebende Ätherhülle, sondern auch das eigentliche Atom als elastisch zu denken haben. Ich gehe aber nicht so weit wie TH. W. RICHARDS, aus diesem Umstande zu folgern, daß die Unterscheidung der Volumbegriffe, Innen- und Außenvolumen, unberechtigt ist, wohl

[1]) I. TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. 34, 422, 1903.
[2]) I. TRAUBE, Ann. d. Phys. (4) 5, 552, 1904.

aber folgere ich aus obiger Kompressibilität sowie vor allem aus den multiplen Beziehungen zwischen Innenraum, Außenraum und Kovolumen (bei übereinstimmenden Temperaturen), daß in letzter Linie Äther und chemische Materie identisch sind. Die Volumbetrachtungen führen daher zu ähnlichen Anschauungen, wie solche unter anderem in der Theorie der Wirbelatome entwickelt sind, und auch die neueren Anschauungen über die Elektronen stehen den hier entwickelten Anschauungen nicht so fern, wie dies im ersten Augenblick wohl erscheinen könnte [1]). Besonders sei auch hingewiesen darauf, daß die Lehre von den drei Volumgrößen nicht nur im Einklange steht mit der Theorie von VAN DER WAALS, sondern auch mit derjenigen von FRESNEL, welcher den von den Atomen gebundenen Äther von dem freien Äther unterscheidet. Die Differenz von Außen- und Innenraum entspricht dem Raum für den gebundenen Äther, während das Kovolumen von freiem Äther erfüllt wird.

Ich habe darauf hingewiesen [2]), daß die verschiedensten Eigenschaften der Stoffe zu den Atomräumen in viel einfacherer und unmittelbarerer Beziehung stehen als zu den Atomgewichten (z. B. Härte, Elastizität, innere Reibung, Weglänge und Diffusionsgeschwindigkeit, Siedepunkt, Schmelzpunkt, Verdampfungswärme, Oberflächenspannung, Lichtbrechung, Isomorphie, Valenz, Kompressibilität, Kohäsion, Affinität, Bildungswärme, elektromotorische Kraft usw.).

Ich habe ferner darauf hingewiesen, daß die Zahlenbeziehungen zwischen den Atomräumen gleichfalls noch einfacher sind als diejenigen zwischen den Atomgewichten, namentlich wenn man die Wirkungen des inneren Druckes ausschaltet und die Elemente für den Gaszustand [3]) vergleicht, ich habe ferner gezeigt [4]), daß den Eigenschaftsänderungen, welche ein Element erfährt, indem es

---

[1]) Vgl. unter anderem J. J. THOMSEN, Elektrizität und Materie. Braunschweig 1904.

[2]) I. TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. 40, 372, 1904.

[3]) l. c., S. 375.

[4]) Raum der Atome, E. W. AHRENS, Samml. chem. und chem.-techn. Vortr., S. 14.

etwa aus dem elementaren Zustande in denjenigen einer bestimmten Verbindungsklasse übergeht, durchaus die gleichzeitigen Volumänderungen entsprechen; alle diese Tatsachen im Verein mit den allbekannten Mängeln der periodischen Systeme haben mich veranlaßt, den Satz auszusprechen: die Eigenschaften der Elemente und ihrer Verbindungen sind in erster Linie Funktionen der Atom- und Molekularräume. Eine gute Systematik wird in erster Linie auf den Beziehungen der Räume der Atome (und vielleicht auch der Gestalt) basiert werden müssen.

Der Umstand, daß nach der bekannten Volumkurve von LOTHAR MEYER die Atomräume periodische Funktionen des Atomgewichtes und somit alle anderen Eigenschaften Funktionen einer Funktion sein würden, findet am besten die folgende Deutung.

Wenn man die Elemente nach der Größe ihres Atomgewichtes anordnet, so finden sich in periodischen Abständen häufig Elemente, deren Atomräume in einfachen Zahlenbeziehungen stehen; nur wenn dieses der Fall ist, sind die Elemente auch in bezug auf ihre übrigen Eigenschaften miteinander verwandt.

Der periodische Abstand ist danach keineswegs das wesentlich Entscheidende, sondern entscheidend ist in erster Linie Raum und Gestalt der Atome. Denkt man sich die Atome wie J. J. THOMSEN aus Korpuskeln oder Elektronen aufgebaut, so erlangt man ein sehr anschauliches Bild[1]), weshalb die Atome in periodischen Abständen ähnliche Räume und Gestaltung erhalten. Die Ansichten des berühmten englischen Physikers stehen mit den meinigen in bestem Einklang, was um so bemerkenswerter ist, als der Ausgangspunkt der beiderseitigen Betrachtungen ein sehr verschiedener ist.

Nun möchte ich mit einigen Worten noch auf die Arbeiten des Herrn RICHARDS zurückkommen.

Ausgehend von der Kompressibilität der Materie und der Kontraktion der Atome gelangt RICHARDS, wenn auch wesentlich

[1]) J. J. THOMSEN, l. c., S. 72.

später, so doch unabhängig von mir zu der wichtigen Beziehung von Kontraktion und Affinität. Nach der Gleichung $Cdt = Kdv$ berechnet er in dem „Energiequotienten" K eine Größe, welche dem von mir nach VAN DER WAALS' Gleichung berechneten inneren Drucke proportional ist. RICHARDS weist im Einklange mit mir darauf hin, daß Härte, Elastizität und andere Eigenschaften mit diesem inneren Drucke parallel gehen. RICHARDS hat dann, wie hervorgehoben wurde, das große Verdienst, die von mir u. a. bereits erkannten Beziehungen zwischen Bildungswärmen und Atomkontraktionen zuerst an einem größeren Material durchgeführt zu haben. In bezug auf die Beziehungen zwischen elektromotorischen Kräften, Lösungstensionen und Atomkontraktionen ist RICHARDS zu Ergebnissen gelangt, welche mit denen von mir im Einklang stehen. Von fundamentalem Interesse sind die bereits hervorgehobenen Arbeiten über die Änderung der freien Energie sowie die neuerdings begonnenen Experimentalarbeiten über den Kompressionskoeffizienten. Wenn ich auch bedauern muß, daß Herr RICHARDS nicht vor Beginn seiner Arbeiten sich mehr mit den meinigen bekannt gemacht hat, so ist es doch andererseits sehr erfreulich, daß derselbe unabhängig von mir im großen und ganzen zu denselben Ergebnissen gelangt ist.

Nur in einem sehr wesentlichen Punkte gehen unsere Ansichten auseinander:

RICHARDS bemerkt, l. c., 49, 17: „Die Gesamtheit von TRAUBES Überlegung ist durch seine hypothetischen Annahmen von »Kovolumen« und »Kernvolumen«, »gebundenem« und »freiem« Äther erschwert, aber nichtsdestoweniger hat er das Verdienst, die Wichtigkeit vieler von den Tatsachen erkannt zu haben."

Meiner Ansicht nach liegt gerade in dem, was RICHARDS mir vorwirft, der Vorzug meiner Anschauungen.

Während ich drei Volumbegriffe unterscheide: Innenvolumen, Außenvolumen und Kovolumen, nimmt RICHARDS für den flüssigen und festen Zustand nur einen einzigen Raumbegriff an. Er denkt sich die Atome etwa als elastische Bälle, die sich, ohne daß ein freier Raum sie trennte, direkt berühren und kontrahieren. Die Wirkung der

Wärme äußert sich in Verdichtungen und Verdünnungen innerhalb des Atomes.

Während ich für alle drei Aggregatzustände die Universalität der Gasgesetze in Form von VAN DER WAALS' Zustandsgleichung bewiesen habe, würde aus RICHARDS Annahmen sich die Ungültigkeit jener Gleichung für den flüssigen und festen Zustand ergeben, denn RICHARDS setzt ja das Kovolumen $v - b$ für diese beiden Zustände nicht nur für den absoluten Nullpunkt, sondern für alle Temperaturen $= 0$.

Wie aber, wenn RICHARDS Recht hätte, ist es zu verstehen, daß der Ausdehnungskoeffizient der festen Elemente $= \frac{1}{273}$ wird, sofern die gesamte Wärmeausdehnung auf das von mir berechnete Kovolumen bezogen wird? Dieses Ergebnis allein genügt, um die Überlegenheit meiner Anschauungen vor denen des Herrn RICHARDS zu zeigen. Das Kovolumen ist eben der Teil des Gesamtvolumens, welcher sich mit der Temperatur ändert, während das Eigenvolumen direkt nur mit dem Drucke veränderlich ist.

Ferner weise ich auf alle die übrigen Erfolge hin, die nur durch die gesonderte Berechnung des Kovolumens ermöglicht wurden, wie z. B. die Berechnung des inneren Druckes (in Proportionalität mit RICHARDS „Energiequotienten"), sowie die Beziehung des Kovolumens zu den mannigfaltigsten Eigenschaften. Wenn Herr RICHARDS sich dazu verstanden hätte, die Begriffe Kovolumen und Eigenvolumen zu scheiden, so würden manche der Betrachtungen, besonders in seiner Arbeit ZS. f. phys. Chem. 49, 15 u. f., sich weit einfacher gestalten.

Aber nicht nur den Begriff des Kovolumens, sondern auch die Gegenüberstellung der Begriffe: Außen- und Innenvolumen, muß ich Herrn RICHARDS gegenüber aufrecht erhalten. Ich bin mit Herrn RICHARDS nicht nur einig, sondern darf mir sogar die Priorität zuschreiben für die Ansicht, daß nicht nur die Hülle der Atome, sondern auch der Kern kompressibel ist. Dennoch muß die Unterscheidung der beiden Begriffe beibehalten werden; dafür sprechen die Theorien von VAN DER WAALS wie von CLAUSIUS — MOSSOTTI — EXNER, sowie die durch mich erfolgte Bestätigung beider Theorien.

Endlich wies ich bereits hin auf die Übereinstimmung meiner Volumtheorie mit der Theorie FRESNELs vom gebundenen und freien Äther, und last not least scheinen mir die verschiedenen Äthertheorien von Lord KELVIN u. a. wohl mit meinen, aber nicht mit RICHARDS Anschauungen im Einklang zu stehen.

Charlottenburg, Technische Hochschule.

Jahrg. 3 *Heft 10*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. | 30. Mai 1905. | Nr. 10.

Sitzung vom 19. Mai 1905.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Der Vorsitzende berichtet über die am 17. d. M. zum Gedächtnis des im Januar d. J. verstorbenen Mitgliedes der Gesellschaft, Prof. Dr. HAUCK, in der Technischen Hochschule zu Charlottenburg veranstaltete Trauerfeier, zu welcher die Gesellschaft von dem Rektor und Senat der Hochschule Einladungen erhalten hatte.

Sodann verliest der Vorsitzende ein Schreiben des nach Marburg übergesiedelten Hrn. F. KOHLRAUSCH, in welchem den Berliner Mitgliedern ein Abschiedsgruß und der Dank für die beabsichtigte, aber mit Rücksicht auf Gesundheitsverhältnisse nicht angenommene Abschiedsfeier ausgesprochen wird.

Endlich legt der Vorsitzende einige zum Geschenk eingegangene Bücher vor.

Sodann spricht Hr. E. **Warburg:**

Über die Wirkung der Bestrahlung, den Einfluß der Temperatur und das Verhalten der Halogene bei der Spitzenentladung;

nach Versuchen von Hrn. F. R. GORTON.

Endlich berichtet Hr. E. **Grüneisen** über:

Beziehungen zwischen innerer Reibung und elektrischem Leitvermögen von Salzlösungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. WERNER MECKLEMBURG, Assistent am chem. Institut in Jena.
(Vorgeschlagen durch Hrn. ARCHENHOLD.)

Hr. Dr. OTTO v. BAEYER, Berlin W., Achenbachstr. 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. ASCHKINASS.)

Hr. Oberlehrer HEINRICH SCHMIDT, Schöneberg, Luitpoldstr. 6.
(Vorgeschlagen durch Hrn. BLÜMEL.)

Über die Wirkung der Bestrahlung, den Einfluſs der Temperatur und das Verhalten der Halogene bei der Spitzenentladung; nach Versuchen von F. R. Gorton mitgeteilt von E. Warburg.

§ 1. Die nachstehende Untersuchung des Herrn F. R. GORTON hatte ursprünglich zum Ziel die Feststellung des Minimumpotentials (*M. P.*) bei der Spitzenentladung in den Halogenen Chlor, Brom, Jod. Doch wichen die einzelnen nach der üblichen Methode erhaltenen Bestimmungen in diesen Gasen so erheblich voneinander ab, daß es notwendig wurde, die allgemeinen Bedingungen, unter welchen das Minimumpotential sich als konstanter Wert darstellt, näher, als es bisher geschehen ist, in Betracht zu ziehen.

§ 2. Es handelt sich nicht um die Abhängigkeit des *M. P.* von den geometrischen Verhältnissen, sondern um die Veränderungen, welche diese Größe für eine und dieselbe, innerhalb desselben geerdeten Metallzylinders befindliche Spitze durch verschiedene Behandlung erfährt. Das *M. P.* ergab sich am niedrigsten an frisch angefeilten Spitzen; es ging in die Höhe durch fortgesetzte Entladung aus denselben, durch Glühen in der Flamme, sowie elektrisches Glühen in feuchter Luft oder feuchtem Sauerstoff. Alsdann wurde der Einfluß der Bestrahlung untersucht. Dabei ergab sich das bemerkenswerte Resultat, daß die Bestrahlung zwar auf das *M. P.* der frisch angefeilten Spitze ohne Einfluß ist, dagegen den durch die erwähnte Behandlung erhöhten Wert auf den ursprünglichen kleineren der frisch angefeilten Spitze

herabsetzt. Diese Wirkung ist eine temporäre, nach Aufhebung der Strahlung wieder verschwindende; sie wurde von der ultravioletten Strahlung, wie zu erwarten, nur auf das negative, von der Radiumstrahlung auf das *M. P.* beiderlei Zeichens ausgeübt.

Folgende Versuche beziehen sich auf die Wirkung ultravioletter Bestrahlung.

	Frisch angefeilt	Nach Wirkung der Spitzenentladung	Bestrahlt	Unbestrahlt	Bestrahlt
Platinspitze in Sauerstoff . . .	— 2050	— 2300	— 2050	—	—
Zinkspitze in Sauerstoff	2180	2450	2180	—	—
Platinspitze in Wasserstoff . .	1100	1260	1100	1800	1100
Nähnadel in atm. Luft	1600	2450	1600	—	—

Durch den Gebrauch bei der Spitzenentladung werden die Spitzen zerstäubt und abgestumpft [1]), was besonders bei dem letzten Versuche mit der Nähnadel hervortrat. Daß der Einfluß dieser Wirkung auf das *M. P.* gegen den Einfluß anderer Wirkungen hier zurücktritt, folgt daraus, daß dasselbe durch Bestrahlung auf den Anfangswert zurückgebracht wird.

Bei den folgenden Versuchen wurde das *M. P.* durch Glühen in der Flamme erhöht.

	Frisch angefeilt	Geglüht	bestrahlt	unbestrahlt	bestrahlt	unbestrahlt	bestrahlt
Platinspitze in Sauerstoff	— 2050	3160	2060	3160	2050	—	—
Platinspitze in Wasserstoff	1100	1260	1100	1300	1100	1450	1100

[1]) J. Precht, Wied. Ann. 49, 164, 1893.

Die ultraviolette Bestrahlung geschah durch eine Bogenlampe, deren Wirkung durch eine Quarzplatte hindurchging, eine Glasplatte aber nicht durchdrang.

Radiumstrahlung.

	Frisch angefeilt	Nach dem Glühen	Bestrahlt
Platinspitze in Sauerstoff . .	+ 2650 — 1900	+ 2900 — 3300	+ 2650 — 1900
Platinspitze in Wasserstoff .	—	+ 1700 — 1630	+ 1530 — 1100

§ 3. Es ist nach diesen Ergebnissen zu unterscheiden zwischen unempfindlichen und empfindlichen Spitzen, sowie zwischen normalen und anormalen Werten des *M. P.* Frisch angefeilte Spitzen verhalten sich der Regel nach unempfindlich und liefern die normalen Werte des *M. P.*; sie werden empfindlich gemacht durch die Spitzenentladung selbst — besonders in Wasserstoff und Sauerstoff, weniger regelmäßig in der atmosphärischen Luft —, sowie durch Glühen in feuchter Luft oder in feuchtem Sauerstoff und nehmen dadurch erhöhte, anormale Werte des *M. P.* an, welche alsdann durch Bestrahlung temporär auf die normalen Werte zurückgeführt werden.

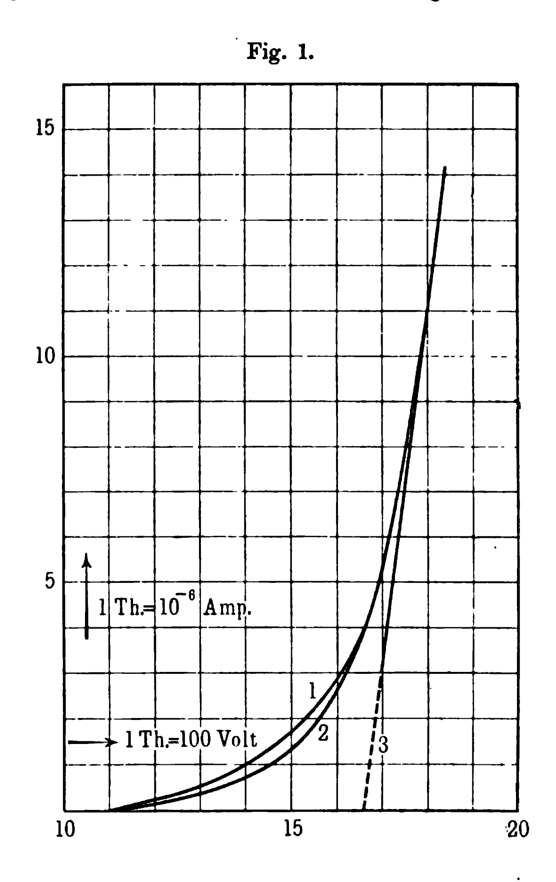
§ 4. Fig. 1 zeigt die Stromstärke als Funktion des negativen Spitzenpotentials für eine Platinspitze in trockenem Wasserstoff, und zwar Kurve 1 für den unempfindlichen Zustand, Kurve 2 für den empfindlichen Zustand bei Bestrahlung mit der Bogenlampe, Kurve 3 für den empfindlichen Zustand ohne Bestrahlung. Die Kurven 1 und 2 sind bei der benutzten Bestrahlungsstärke wenig voneinander verschieden und treffen die Abszissenachse in demselben, dem *M. P.* entsprechenden Punkte. Vom Potential 1800 an fallen alle drei Kurven zusammen, so daß von diesem Potentialwert an die Bestrahlung keinen Einfluß mehr auf die Stromstärke ausübt. Ähnliche Kurven wurden für Sauerstoff erhalten.

§ 5. In seiner Untersuchung über die Spitzenentladung bemerkt Herr Röntgen[1]), daß das Anfangspotential (*A. P.*), d. i. das

[1]) W. C. Röntgen, Götting. Nachr. 1878, S. 390.

kleinste Spitzenpotential, bei welchem vom stromlosen Zustande aus die Entladung beginnt, größer ist, als das *M. P.*, d. i. der kleinste Wert, auf welchen das Potential der stromliefernden Spitze erniedrigt werden kann, ohne daß der Strom aufhört; daß ferner das *A. P.* sich als eine von unkontrollierbaren Nebenumständen abhängige und daher nicht scharf bestimmbare Größe erweist, daß dagegen bei seiner Versuchsanordnung, bei welcher die

Fig. 1.



Spitze in 1,93 cm Entfernung einer geerdeten Metallplatte gegenüberstand, die Werte des *M. P.* vorzügliche Übereinstimmung zeigen. Dies war für Herrn RÖNTGEN der Grund, bei seiner Untersuchung besonders das *M. P.* in Betracht zu ziehen.

Weiter fand Herr PRECHT[1]), daß durch ultraviolette Bestrahlung der negativen Spitze das *A. P.* herabgesetzt wird.

Endlich hat Herr GORTON gefunden, daß der Unterschied zwischen *A. P.* und *M. P.* im allgemeinen nur empfindlichen Spitzen zukommt und daß dieser Unterschied auch bei den empfindlichen Spitzen durch die Bestrahlung innerhalb der 10 bis 20 Volt betragenden Fehlergrenzen zum Verschwinden gebracht wird. Doch sind bis jetzt zwei Ausnahmen von diesem Satze gefunden worden.

§ 6. Die erste Ausnahme betrifft den Fall einer negativen Platinspitze in trockenem, durch glühendes Kupfer von Sauerstoff befreitem Stickstoff. Hier ergab sich ohne Bestrahlung das *M. P.* zu —1400, das *A. P.* gleich —1800 Volt; durch Radiumstrahlen, welche durch die Glaswand des wie bei meinen älteren Versuchen eingerichteten Gefäßes hindurchtreten, wurde das *M. P.* nicht beeinflußt, das *A. P.* zwar herabgesetzt, aber mit dem *M. P.* nicht zur Koinzidenz gebracht; ob dies durch stärkere Bestrahlung wäre erreicht worden, muß dahingestellt bleiben. Hingegen wurde bei positiver Spitze durch die Bestrahlung das *M. P.* von + 2050 auf + 1930 Volt erniedrigt und fiel dann mit dem *A. P.* zusammen.

§ 7. Was die zweite Ausnahme betrifft, so ist zunächst daran zu erinnern, daß alle bisherigen Angaben sich auf die Zimmertemperatur beziehen. Nun habe ich früher[2]) das *M. P.* bei der Temperatur der flüssigen Luft in geschlossenem Gefäße erheblich tiefer als bei der Zimmertemperatur gefunden, nämlich für

	Stickstoff	Wasserstoff
+ 18°	— 1460 Volt	— 1520 Volt
— 186°	— 1090 „	— 1240 „

Alsdann hat Herr Dr. STARK mich brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß dieser Unterschied möglicherweise auf der Dichtigkeitsänderung des Gases an der Spitze infolge der Stromwärme beruhen könne, indem die gleiche Temperatur-

1) J. PRECHT, Wied. Ann. 49, 161, 1893.
2) E. WARBURG, Berl. Akad. Ber. 1902, S. 1062.

erhöhung bei tieferer Temperatur eine größere Dichtigkeitsabnahme als bei höherer bewirkt; auch wird die Temperaturerhöhung durch die Stromwärme wegen der mit sinkender Temperatur erfolgenden Abnahme der Wärmeleitung des Gases bei — 186° größer sein als bei der Zimmertemperatur.

Wenn dies zutrifft, so war zu erwarten, daß das *A. P.*, bei bestrahlter Spitze gemessen, durch die Abkühlung des Gases auf — 186° keine Veränderung erfährt. Diese Folgerung wurde mit Rücksicht auf § 6 nicht am Stickstoff, sondern am Wasserstoff geprüft. Der Versuchsapparat entsprach ganz dem von mir benutzten. Es ergab sich nun unter der Wirkung der Radiumstrahlung

bei + 20° — *M. P.* = — *A. P.* = — 1040 + *M. P.* = + *A. P.* = + 1370
bei — 186°   — *A. P.* = — 1040   + *A. P.* = + 1385

Dagegen zeigte das *M. P.* bei — 186° das von mir beobachtete Verhalten; es ist dabei noch zu bemerken, daß der Strom, wenn das Spitzenpotential erniedrigt ward, bei — 186° von einem endlichen Wert aus, bei + 20° dagegen stetig auf 0 abnahm.

Durch diese Versuche ist die Richtigkeit der Bemerkung des Herrn STARK sehr wahrscheinlich gemacht. Zugleich ergibt sich aus dem Zusammenfallen von *A. P.* und *M. P.* bei der Zimmertemperatur, daß hier die Dichtigkeitsabnahme durch Stromwärme auf das *M. P.* keinen merklichen Einfluß hat.

§ 8. Die Dichtigkeitsabnahme durch die Stromwärme ist nun ein von den elektrischen Eigenschaften des Gases unabhängiges, sekundäres Phänomen. Sofern dieses das *M. P.* beeinflußt, empfiehlt es sich daher, nicht mehr diese Größe, sondern vielmehr das *A. P.* als charakteristische Größe bei der Spitzenentladung zu benutzen; wenn man dabei Einflüsse sekundärer Art durch die Bestrahlung beseitigt, so gelangt man nach § 5 in ähnlicher Weise zu konstanten Werten, wie bei dem Funkenpotential, wenn die Verzögerung durch Bestrahlung aufgehoben ist. Auch entspricht das *A. P.* bei der Spitzenentladung dem Funkenpotential bei der Funkenentladung.

§ 9. Die folgende Tabelle enthält die unter Bestrahlung für dieselbe Spitze in demselben Apparat gefundenen Werte des *M. P.*,

welches mit Ausnahme des negativen *M. P.* bei Stickstoff mit dem *A. P.* zusammenfiel. Die Spitze war an einem 0,25 mm dicken Platindraht durch Abreißen in der Flamme gebildet, der Draht ragte 15 mm aus der Glasröhre, in welche er eingeschmolzen war, heraus, die Spitze befand sich in der Mitte eines 4,5 cm hohen, 4,7 cm weiten geerdeten Platinzylinders. Der Stickstoff war durch glühendes Kupfer von Sauerstoff befreit, alle Gase waren getrocknet. Brom und Jod befanden sich in einem mit dem Versuchsgefäß kommunizierenden Nebengefäß, dessen Temperatur, stets höher als die des Versuchsgefäßes, zur Herstellung verschiedener Drucke verändert ward. Die Dampfdrucke für Brom und Jod wurden den Messungen von Ramsay und Young entnommen. Die Angaben beziehen sich alle auf $+20^{\circ}$, so daß die auf denselben Druck bezüglichen Werte bei den verschiedenen Gasen der gleichen Molekelzahl in der Raumeinheit entsprechen. Die Versuche mit Brom und Jod mußten bei höherer Temperatur gemacht werden; die erhaltenen Kurven, welche die *M. P.* als Funktion des Druckes geben, wurden auf $+20^{\circ}$ reduziert unter der Annahme, daß das *M. P.* bei konstanter Gasdichte von der Temperatur unabhängig ist.

Gas	Druck 760 mm			Druck 485 mm		
	$+M$	$-M$	$\frac{+M}{-M}$	$+M$	$-M$	$\frac{+M}{-M}$
H_2	1370	1140	1,20	1120	1000	1,12
N_2	1930	1400	1,36	1630	1200	1,36
O_2	2550	1950	1,31	—	—	—
Luft	2250	1660	1,35	1930	1500	1,29
Cl_2	2680	1900	1,41	2400	1660	1,45
Br_2	—	—	—	2500	1700	1,47
J_2	—	—	—	2620	1870	1,40

Die Halogene zeigen also verhältnismäßig hohe Werte des *M. P.* oder *A. P.*, sowie ihnen nach Ritter [1]) auch hohe Werte des Funkenpotentials in homogenen Feldern zukommen.

[1]) F. Ritter, Ann. d. Phys. (4) 14, 118, 1904.

Nachdem in dieser Arbeit gezeigt ist, unter welchen Bedingungen man konstante und reproduzierbare Werte des *M. P.* bzw. *A. P.* bei der Spitzenentladung erhält, scheint es eine lohnende Aufgabe zu sein, das Verhalten jener Größen unter gut definierten geometrischen Verhältnissen in ähnlichem Umfange wie das Funkenpotential bei der Funkenentladung zu untersuchen.

Berlin, 19. Mai 1905.

Jahrg. 3 **Heft 11**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. **15. Juni 1905.** **Nr. 11.**

Sitzung vom 2. Juni 1905.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor Eintritt in die Tagesordnung legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **W. Biegon von Czudnochowski:**

Über einige Versuche mit verschiedenen Anordnungen zur Erregung elektrischer Schwingungen in Drähten

vor.

Sodann spricht Hr. **P. Drude:**

Über den Einfluß der Erde bei der drahtlosen Telegraphie

(nach Versuchen von Hrn. J. S. SACHS).

Endlich berichtet Hr. **W. Marckwald:**

Über die Fluoreszenz der Luft in den Strahlen des Radiotellurs

(nach gemeinsam mit Hrn. K. HERRMANN ausgeführten Versuchen).

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Günther Bode, Assistent am physikalischen Institut zu Berlin, Berlin NW., Brückenallee 28.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Meyer.)

Hr. Dr. Emil Take, Charlottenburg, Goethestr. 8.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Martens.)

Über die Fluoreszenz der Luft in den Strahlen des Radiotellurs;

von W. Marckwald und K. Herrmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Mai 1905 von W. MARCKWALD.)

(Vgl. oben S. 225.)

Wenn man eine photographische Platte neben einer Radiotellurplatte unter Lichtabschluß liegen läßt, so zeigt sich die photographische Platte nach der Entwickelung geschwärzt. Die Schwärzung nimmt nach den, dem Radiotellur abgewandten Teilen der photographischen Platte ab.

Legt man auf die photographische Platte Marken aus Metall, Papier, Glas und Quarz, so erhält man von den beiden ersteren scharfe Schattenbilder, während die Platte dort, wo das Glas lag, schwach; an der Stelle der Quarzmarke stark geschwärzt erscheint.

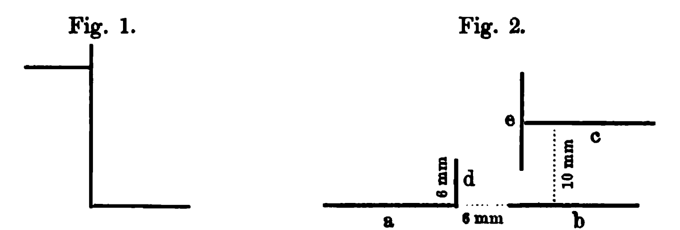
Die naheliegende Vermutung, daß die Erscheinung auf eine vom Radiotellur herrührende Emanation zurückzuführen sei, die sich bekanntlich auf elektrischem Wege bisher nicht hat nachweisen lassen, wird durch folgende Beobachtungen widerlegt:

Wenn Becquerelstrahlen die Ursache des Phänomens wären, so sollte die Wirkung durch Glas und Quarz in höherem Maße geschwächt werden, als durch Papier. Das Gegenteil findet aber, wie schon erwähnt, statt. Ein besonderer Versuch zeigte, daß selbst durch Aluminiumfolie von 0,006 bis 0,007 mm Dicke keine Wirkung auf die photographische Platte stattfindet.

Bei einem Versuche wurden zwei photographische Platten zu beiden Seiten der Radiotellurplatte neben diese gelegt. Auf beiden befanden sich ähnliche Metallmarken. Nun wurde während der Dauer der Einwirkung ($1^1/_4$ Stunden) ein kräftiger Luftstrom von der ersten Platte über das Radiotellur nach der zweiten Platte geblasen. Beide Platten zeigten sich nach der Entwickelung ganz gleichmäßig geschwärzt.

Wenn sich die Radiotellurplatte und die photographische Platte in einem luftverdünnten Raum (etwa 20 mm Druck) befinden, so wird die Wirkung enorm geschwächt, während sie, falls eine Emanation die Ursache wäre, verstärkt erscheinen sollte.

Die Resultate aller im vorstehenden skizzierten Versuche finden in der Annahme ihre Erklärung, daß die Luft über der Radiotellurplatte unter der Einwirkung der Strahlen fluoresziert. Die Tatsache, daß dieses Fluoreszenzlicht auch bei gut ausgeruhtem Auge nicht wahrgenommen werden konnte, und daß es ferner durch Glas mindestens stark absorbiert, durch Quarz aber gut hindurchgelassen wird, zeigt, daß hauptsächlich sehr kurzwelliges Licht entsteht. Die Durchlässigkeit des Glases für dieses Licht, welche aus den photographischen Versuchen erschlossen werden könnte, kann scheinbar sein, indem das Glas durch die ultravioletten Strahlen zur Fluoreszenz angeregt wird und das so entstehende Licht längerer Wellenlänge auf die Platte wirkt.



Wurde zwischen dem radioaktiven Präparat und der photographischen Platte ein Metallschirm von 6 mm Höhe senkrecht zu den Platten aufgestellt, so ergab sich nach sechsstündiger Exposition eine photochemische Wirkung. Wurde aber der Schirm 20 mm hoch gewählt, so war die Wirkung kaum nachweisbar. Wenn nun bei Anwendung des gleichen Schirmes die Radiotellurplatte oder die photographische Platte durch eine Unterlage bis 3 mm unter den Rand des Schirmes gehoben wurde (vgl. Fig. 1), so trat die photochemische Wirkung wieder ein.

Endlich wurde durch einen Versuch die Reflektierbarkeit des Lichtes nachgewiesen. Zu dem Zwecke wurde die durch Fig. 2 verdeutlichte Anordnung gewählt. *a* bezeichnet die Lage der Radiotellurplatte, *b* diejenige eines Silberspiegels, *c* diejenige der photographischen Platte, *d* und *e* sind Metallschirme. Bei

17 stündiger Exposition wurde eine kräftige photochemische Wirkung erzielt, während diese kaum nachweisbar war, wenn der Spiegel durch einen auf der unteren Seite mit Silber belegten Glasspiegel ersetzt wurde. Wurde auch dieser fortgenommen, so ließ sich auch nach 24 stündiger Exposition nur eine ganz schwache photochemische Wirkung erkennen.

Schon vor Abschluß unserer Versuche wurde uns durch private Mitteilung bekannt, daß Hr. R. Pohl bei wesentlich anderer Versuchsanordnung zu dem nämlichen Ergebnis wie wir gelangt ist. Die Veröffentlichung seiner Resultate wird demnächst an anderer Stelle erfolgen.

Jahrg. 3 *Heft 12*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 3 *Heft 13*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

7. Jahrg. 15. Juli 1905. Nr. 12/13.

Sitzung vom 23. Juni 1905.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des schmerzlichen Verlustes, welchen die Gesellschaft durch den am 18. d. M. erfolgten Tod eines ihrer ältesten und treuesten Mitglieder, des

Prof. Dr. Hermann Hohnhorst,

Direktor der 6. Realschule, erlitten hat.

Die Anwesenden ehren das Gedächtnis an den Dahingeschiedenen durch Erheben von den Sitzen.

Für das in Jena zu errichtende Denkmal von ERNST ABBE beschließt die Gesellschaft auf Antrag des Vorstandes den Betrag von 100 M. aus der Gesellschaftskasse zu bewilligen.

Endlich macht der Vorsitzende folgende Mitteilung:

Der am 18. Februar 1903 verstorbene Herr Amtsgerichtsrat a. D. PAUL RIESS zu Berlin hat der Deutschen Physikalischen Gesellschaft testamentarisch ein Legat von 100000 M. vermacht mit der Bestimmung, daß die Zinsen aus diesem Kapital dem Testamentsvollstrecker, Herrn PAUL JÜDEL zu Berlin, während dessen Lebzeiten zustehen sollen, und daß deshalb ohne Zustimmung dieses Herrn über das Kapital selbst nicht verfügt werden darf. Durch Allerhöchsten Erlaß vom 30. Januar 1905 hat dieses Legat, unter Auferlegung der Verpflichtung, zur Abfindung hilfsbedürftiger Verwandter des Erblassers 6000 M. zur Verfügung des Testamentsvollstreckers zu stellen, die landesherrliche Genehmigung erhalten. Es stehen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft aus diesem Vermächtnis also 94000 M. zu, welche von dem Testamentsvollstrecker bei der Deutschen Bank zu Berlin in Gestalt von 104000 M. 3 proz. Deutscher Reichsanleihe hinterlegt worden sind.

Sodann spricht Hr. E. **Aschkinass**:

Über Wärmestrahlung von Metallen.

Ferner berichtet Hr. E. **Regener**:

Über eine verkürzte selbsttätige Quecksilberluftpumpe nach dem SPRENGELschen System.

Endlich trägt Hr. E. **Gehrcke** vor:

Über Interferenzpunkte.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Ingenieur HEINZ BAUR, Friedenau.
(Vorgeschlagen durch Hrn. IKLÉ.)

Über eine verkürzte selbsttätige Quecksilberluftpumpe nach dem Sprengelschen System;

von E. Regener.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Juni 1905.)

(Vgl. oben S. 232.)

Konstruktionen verkürzter Sprengelpumpen gibt es bereits mehrere[1]). Die vorliegende Form dürfte sich für den Laboratoriumsgebrauch eignen.

Das ungefähr 40 cm lange Fallrohr F geht in das Gefäß R_1 über, in dem sich das aus dem Fallrohre austretende Quecksilber ansammelt. Von diesem Gefäße R_1 geht ein Rohr P in das obere Reservoir R_2 für das Quecksilber hinein, das durch den Hahn H_1 mit der Wasserstrahlluftpumpe in Verbindung steht. Das Quecksilber in dem unteren Gefäße steht also unter dem Drucke des Vakuums der Wasserstrahlluftpumpe. Von R_1 zweigt sich bei U ein Rohr S ab, das zuerst nach unten reicht, dann aufwärts in das Hubrohr T übergeht, welches das Quecksilber in das obere Reservoir schafft. Eine Strecke unter dem Niveau des Quecksilbers in dem Reservoir R_1 befindet sich an dem Hubrohre T ein seitliches Rohr N mit dem Hahn H_2, durch welchen eine regulierbare Menge Luft in das Hubrohr eingelassen werden kann, welche in bekannter Weise das Quecksilber in das obere Reservoir R_2 treibt. Durch diese Anordnung für das Heben des Quecksilbers wird eine große Menge Quecksilber in das obere Reservoir geschafft, so daß auch die Ausflußspitze und das Fallrohr verhältnismäßig weit gestaltet werden können[2]). Eine Pumpe, bei

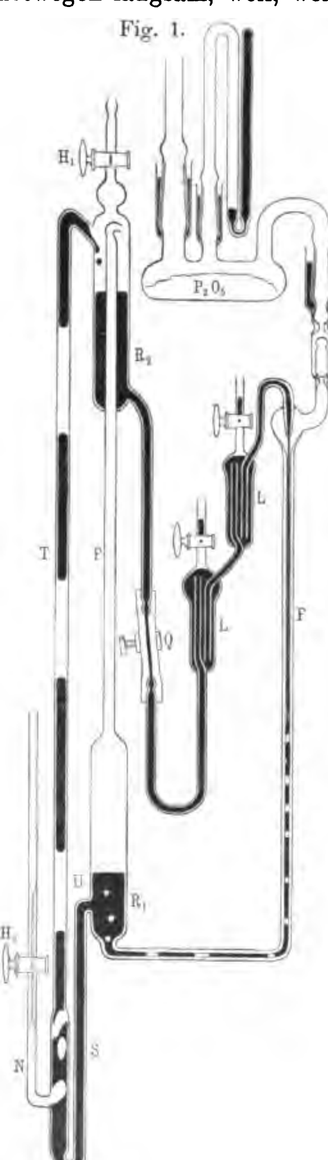
---

[1]) So von L v. Babo, Ber. d. nat. Ges. Freiburg 2. 14, 1879; Beibl. zu d. Ann. 3, 738, 1879; F. Neesen, ZS. f. Instrkde. 14, 125, 1894; H. Boas, ZS. f. Instrkde. 16, 147, 1896; B. Boltwood, Chem. Zentralbl. 1897, 1, 450.

[2]) Um Bemerkungen vorzubeugen, möchte ich hervorheben, daß das Prinzip der Verkürzung durch Anwendung einer Wasserstrahlpumpe sowie die Art des Hebens des Quecksilbers durch Mischen mit Luft bei solchen Pumpen bereits mehrfach angewendet worden ist (l. c.). Das Vorliegende will nun eine neue Durchführung der Konstruktion bieten, die sich durch Versuche als zweckmäßig erwiesen hat. Erst danach arbeitet die Pumpe so schnell, als es mit einem Fallrohre zu erreichen ist.

der die Eintrittsstelle für die Luft z. B. bei U liegt [1]), funktioniert deswegen langsam, weil, wenn sich eine kleine Menge Quecksilber über der Eintrittsstelle befindet, diese zwar hochgeschafft wird, gleichzeitig aber das Quecksilber in seinem Flusse aus dem Fallrohre aufgehalten wird. Die Luft, die mit dem Quecksilber aus dem Hubrohre in das obere Reservoir gelangt, wird durch die Wasserstrahlpumpe abgesaugt und beeinträchtigt, wenn diese gut ist, das Vakuum derselben nur wenig [2]). Von dem oberen Reservoir geht das Quecksilber durch ein kurzes Stück eines (von außen mit Hahnfett eingeriebenen) Gummischlauches, durch einen Quetschhahn in seinem Flusse regulierbar, durch die beiden Luftfänge L [3]) nach der Ausströmspitze.

Fig. 1.



Die Handhabung der Pumpe ist folgende: Die Pumpe wird mit Quecksilber (etwa 2 kg) durch den vorläufig ungefetteten Hahn H_1 gefüllt. An der Einströmröhre für die Luft H_2 werden zwei Chlorcalciumtürme angesetzt, damit durch die in das Hubrohr einströmende Luft keine Feuchtigkeit in die Pumpe gelangt. Zum Vorpumpen öffnet man, nachdem die Wasserstrahlluftpumpe in Gang gesetzt ist, den Hahn H_1. Befindet sich viel Quecksilber in dem

[1]) So bei der Pumpe von BOLTWOOD, l. c.

[2]) Bei geringem Wasserdruck ist die Pumpe etwas länger zu gestalten.

[3]) Zwei Luftfänge in Anlehnung an G. W. A. KAHLBAUM, Wied. Ann. **53**, 199, 1894.

unteren Reservoir R_1, so schafft man dieses zunächst durch vorübergehendes Öffnen des Hahnes H_2 in das obere Reservoir R_2, um das Vorpumpen möglichst weit zu treiben. Ist das Vorpumpen beendigt, so öffnet man den Quetschhahn Q und darauf den Hahn H_2 so weit, daß genügend Quecksilber in das obere Reservoir geschafft wird. Durch gleichzeitiges Regulieren des Quetschhahnes Q und des Hahnes H_2 findet man leicht die Stellung, bei der die Pumpe am günstigsten arbeitet. Das ist der Fall, wenn das Quecksilber sich ungefähr in der Mitte des Fallrohres an die Wand desselben anlegt. Soll die Pumpe abgestellt werden, so wird zunächst der Quetschhahn Q und der Hahn H_2 geschlossen, darauf der Hahn H_1. Soll die Pumpe mit den zu evakuierenden Apparaten in Verbindung bleiben und das Vakuum halten, so müssen die Hähne H_1 und H_2 gut gefettet sein. Minimale Mengen Luft, die eintreten, schaden nichts und gelangen nicht in das Vakuum, da dieses gegen die Hähne durch das Quecksilber im Fallrohre abgeschlossen ist.

Das vorliegende Modell[1]) pumpte einen Raum von 700 ccm in 30 Minuten auf Kathodenstrahlvakuum, in 40 Minuten auf ein Vakuum, durch das die Entladungen eines kleinen mit 8 Volt betriebenen Induktors nicht mehr hindurchgingen. Eine solche Leistung dürfte für Laboratoriumszwecke genügen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

---

[1]) Die Pumpe (D. R. G. M. angemeldet) wird von R. Burger u. Co., Berlin, Chausseestraße 2E zu einem angemessenen Preise geliefert.

Über Interferenzpunkte;
von E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Juni 1905.)
(Vgl. oben S. 232.)

---

§ 1. Die in neuerer Zeit konstruierten Spektralapparate hohen Auflösungsvermögens, wie das Interferometer von Perot und Fabry[1]), das Stufengitter von Michelson[2]) und das Interferenzspektroskop von Lummer und mir[3]) beruhen auf dem gemeinschaftlichen Prinzip, Interferenzen hohen Gangunterschiedes, oder, was auf dasselbe hinausläuft, Spektren hoher Ordnungszahl zu erzeugen. Während man mit einem Rowlandschen Gitter beispielsweise wegen des geringen Abstandes der Gitterstriche nur Spektren von etwa der vierten Ordnung, entsprechend einem Gangunterschied von 4λ der interferierenden Strahlen, herstellen kann, so zählt bei einem Stufengitter oder einem anderen der genannten Spektralapparate der Gangunterschied nach Tausenden von Wellenlängen.

Durch das Prinzip großer Gangunterschiede der interferierenden Strahlen sind bekanntlich Werte des Auflösungsvermögens verwirklicht worden, welche die Leistungen der Prismenapparate und Beugungsgitter beträchtlich übertreffen. Aber hiermit ist auch ein Nachteil verbunden, der den Spektren niedriger Ordnungszahl nicht anhaftet; der Wellenlängenbezirk $\Delta\lambda$, welcher zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ordnungen einer Welle λ ausgebreitet liegt, wird mit wachsender Ordnungszahl kleiner. Allgemein gilt, daß zwischen der q und der $q+1$. Ordnung von λ der Wellenlängenbezirk oder das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{q}$$

---

1) A. Perot und Ch. Fabry, Ann. de chim. et de phys. (7) 12, 459—501, 1897.

2) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. 8, 36—47, 1898; Journ. de phys. (3) 8, 305—314, 1899.

3) O. Lummer und E. Gehrcke, Berl. Ber. 1902, 11—17; Ann. d. Phys. (4) 10, 457—477, 1903.

liegt. Wenn nun z. B. die interferierenden Strahlen einen Gangunterschied von rund 20000 Wellenlängen haben, wie dies bei einer planparallelen Platte von 0,5 cm Dicke (Brechungsexponent = 1,5) an der Grenze der Totalreflexion der Fall ist, so wird $\Delta\lambda = \frac{1}{20000}\lambda$, d. h. etwa $= \frac{1}{20}$ des Abstandes der beiden *D*-Linien sein. Eine Spektrallinie, deren Breite nur $= \frac{1}{20}$ des Abstandes der *D*-Linien beträgt, würde also hiernach bereits den ganzen Raum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spektren ausfüllen, d. h. die Interferenzstreifen würden für eine solche Spektrallinie ganz verschwinden.

Man kann nun den Übelstand des geringen Dispersionsgebietes, welcher allen stark auflösenden Interferenzspektroskopen gemeinsam ist, dadurch verringern, daß man mittels zweier um 90° gegeneinander gedrehter Interferenzapparate Interferenzpunkte erzeugt. Diese Punkte entstehen, wenn zwei Interferenzstreifensysteme sich schneiden, wie im folgenden beschrieben wird.

§ 2. a) Zwei gekreuzte planparallele Glasplatten. Homogenes Quecksilberlicht durchsetzt eine planparallele Glasplatte $P_1 Q_1$ (Fig. 1) in der bekannten, von LUMMER und mir (l. c.) angegebenen Weise. Dann würde man bei Vereinigung der austretenden, vielfach reflektierten Strahlen in einem auf ∞ eingestellten Fernrohr die

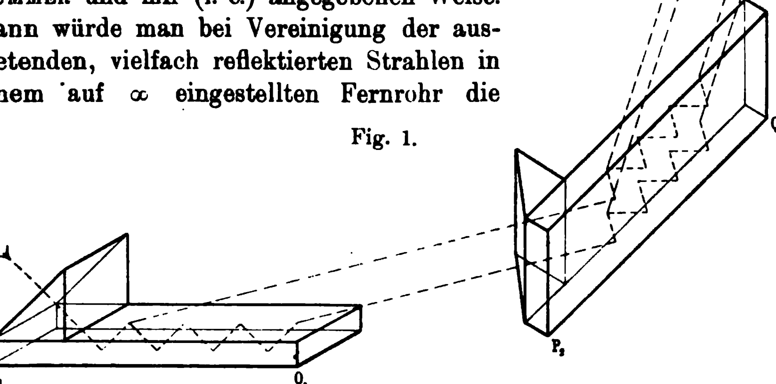


Fig. 1.

LUMMERschen Interferenzstreifen gleicher Neigung erhalten. Jetzt möge aber in den Strahlengang des von $P_1 Q_1$ herkommenden Lichtes eine zweite Platte $P_2 Q_2$ eingeschaltet sein, welche sich gegen das von $P_1 Q_1$ herkommende Licht verhält wie $P_1 Q_1$ zu

dem direkt von der Lampe ausgesandten Lichte. Wenn also die Ebene von $P_2 Q_2$ mit derjenigen von $P_1 Q_1$ einen Winkel von 90° einschließt, so entstehen in einem auf ∞ eingestellten Fernrohr, das die von $P_2 Q_2$ herkommenden Strahlen vereinigt, LUMMERsche Interferenzstreifen, die um 90° gegen das von $P_1 Q_1$ erzeugte Streifensystem gedreht sind.

Durch die Hintereinanderschaltung beider Platten wird erreicht, daß die Streifensysteme, welche von jeder Platte allein erzeugt werden würden, sich überlagern. Wo die Streifen von $P_2 Q_2$ ein Minimum der Intensität besitzen, wird in der resultierenden Erscheinung alles Licht, das von $P_1 Q_1$ hindurchgelassen wird, vernichtet. Andererseits werden die Intensitätsmaxima, welche $P_2 Q_2$ erzeugt, an denjenigen Stellen von dunkeln Streifen durchzogen, wo die Interferenzen von $P_1 Q_1$ ein Minimum besitzen. Mit anderen Worten: in der resultierenden Erscheinung bleibt nur dort Licht übrig, wo sich die Maxima der Interferenzstreifen beider Systeme schneiden, es entstehen „Interferenzpunkte“.

Fig. 2.

In Fig. 2 ist die Erscheinung photographiert. Die Platten $P_1 Q_1$ und $P_2 Q_2$ waren bei diesem Versuch je 3 mm dick. Als Lichtquelle diente eine ARONSsche Quecksilberlampe LUMMERscher Konstruktion. Durch spektrale Zerlegung war die blaue Linie 436 $\mu\mu$ ausgewählt. — Man erkennt in Fig. 2 außer dem Punktsystem der Hauptwelle noch längs der Diagonalen von rechts unten nach links oben verlaufende schwächere Punktsysteme, die von den Trabanten herrühren.

b) Zwei gekreuzte Luftplatten. Wenn man zwei Glaswürfel von je zwei rechtwinkligen, mit den Hypotenusenflächen aufeinandergelegten Glasprismen benutzt, so entstehen an den dünnen Luftplatten in der Nähe der Totalreflexion die bekannten HERSCHELschen Interferenzstreifen. Zwei derartige, ganz wie vorher bei a), miteinander gekreuzte Luftplatten ergeben Interferenzpunkte, die an der äußersten Grenze der Totalreflexion beider Platten sehr scharf sind; die Punktsysteme der Trabanten kommen wegen des geringen Gangunterschiedes hier nicht zum Vorschein.

c) Zwei gekreuzte Stufengitter. Auch mit zwei hintereinander gestellten und um 90° gegeneinander gedrehten Stufengittern kann man Interferenzpunkte erzeugen. Hier muß man aber, da die Interferenzerscheinung von der Breite des Kollimatorspaltes abhängt, den letzteren zu einem Punkte zusammenschrumpfen lassen. Ich habe den Versuch bisher erst mit zwei sehr primitiven Stufengittern von 9 und 12 Stufen aus 5 mm dicken Glasplatten ausführen können.

§ 3. Die im vorstehenden beschriebenen Interferenzpunkte sind nun geeignet, das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ eines gegebenen Interferenzapparates oder Stufengitters zu erhöhen. Man hat zu diesem Zweck nur nötig, die Interferenzstreifen hohen Gangunterschiedes mit einem zweiten System von Interferenzen niederen Gangunterschiedes zu kreuzen. Das so resultierende Punktsystem besitzt dann in den zueinander senkrechten Hauptrichtungen dasjenige Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet, welches zu jedem einzelnen Streifensystem gehört. Wenn man, wie in Fig. 1, z. B. zwei planparallele Glasplatten kreuzt, und wenn etwa die eine Platte 1 eine Dicke $d_1 = 5$ mm, die andere Platte 2 eine Dicke $d_2 = 2{,}5$ mm besitzt, so ist bei gleicher Anzahl vielfach reflektierter Strahlen in beiden Platten das Auflösungsvermögen $\lambda/\delta\lambda$ von 1 doppelt so groß als dasjenige von 2, das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ aber nur halb so groß. Man vereinigt also in den Interferenzpunkten das höhere Auflösungsvermögen von 1 mit dem höheren Dispersionsgebiet von 2. Ich habe in dieser Weise Platten von 10, 5, 3 mm Dicke miteinander kombiniert. — Wenn man die Lichtquelle (Geisslerrohr mit Hg) magnetisiert, so sieht man das Punktsystem in eigentümlicher Weise sich verändern, derart, daß die Komponenten des Triplets (Magnetisierung senkrecht zur Richtung des Lichtes vorausgesetzt) längs einer Hauptrichtung schneller wandern als in der anderen. Die geraden Linien, längs deren sich die Komponenten verschieben, sind natürlich dieselben, auf denen die Trabanten der Quecksilberlinien stehen.

Ferner wird durch die Anwendung der Interferenzpunkte die sogenannte „Sichtbarkeit" gesteigert. Man versteht hierunter[1]) diejenige Zahl von diskreten, homogenen Wellenlängen, welche im

[1]) Vergl. O. Lummer u. E. Gehrcke, Wiss. Abhandl. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 79, 1903.

günstigsten Fall gleichzeitig als getrennte Spektrallinien (hier als Spektral„punkte") im Interferenzbilde wahrgenommen werden können. Die Sichtbarkeit s hängt nur ab von der Anzahl der vielfachen Strahlen; wenn letztere $= p$ ist, so wird $s = p - 1$, vorausgesetzt, daß alle vielfachen Strahlen die gleiche Intensität besitzen. — Im Falle der Interferenzpunkte ist die Sichtbarkeit s_p des Plattensystems größer als die Sichtbarkeiten s_1 und s_2 jedes Streifensystems, so lange die Ordnungszahlen q_1 und q_2 der Einzelsysteme genügend weit voneinander verschieden sind. Ist $q_1 = q_2$, so ist $s_p = s_1$ bzw. $= s_2$; unterscheiden sich aber q_1 und q_2 genügend, so wird $s_p > s_1$ und $> s_2$; im günstigsten Fall wird $s_p = s_1 . s_2$.

Endlich scheinen mir die Interferenzpunkte geeignet zu sein, gewisse „falsche Linien" („Geister") zu erkennen, die an planparallelen Platten, ähnlich wie bei ROWLANDschen Gittern, auftreten können. Denn wenn man etwa, wie in Fig. 2, zwei gleich dicke Glasplatten kreuzt, so können etwaige Trabanten der Linien nur längs der Diagonalen des Punktsystems der Hauptwelle zum Vorschein kommen. Alles außerhalb der Diagonalen liegende Licht kann nur von Plattenfehlern herrühren[1]). — Ich habe zuerst an einigen weniger guten Platten derartige falsche Lichtpunkte beobachtet, aber es zeigte sich, daß auch die besten bisher erhältlichen Platten bei genügender Lichtstärke falsche Interferenzpunkte, wenn auch nur von geringer Intensität, aufwiesen.

Man darf erwarten, daß sich die falschen Interferenzstreifen mit Hilfe der Interferenzpunkte von den Trabanten unterscheiden lassen. Ferner wird man die Wellenlängenunterschiede der Trabanten gegen die Hauptwelle auf diesem Wege messen können.

Charlottenburg, Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Juni 1905.

---

[1]) „Falsche Punkte" können längs der Diagonalen nur dann auftreten, wenn zufällig bei beiden Platten an derselben Stelle eine „falsche Linie" liegt.

Über einige Versuche mit verschiedenen Anordnungen zur Erregung elektrischer Schwingungen in Drähten;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 2. Juni 1905.)

(Vgl. oben S. 225.)

---

§ 1. Allgemeines. Das Wesentliche bei den nachstehend kurz mitzuteilenden Versuchen ist, abgesehen von einem Vorversuche, folgendes: In einer linearen **ununterbrochenen** Strombahn werden von einem Erreger **ausschließlich durch elektrostatische Koppelung vermittelst dielektrischer Verschiebung** Schwingungen hervorgebracht, welche, sich durch den Raum fortpflanzend, von einem ähnlichen linearen Leiter aufgefangen und einem Wellenanzeiger zugeführt werden. Die Versuche bezweckten, verschiedene Methoden zur Erregung der primären Schwingungen unter gegebenen Verhältnissen miteinander zu vergleichen, und bilden die Fortsetzung von mir bereits früher veröffentlichter [1]). Die eine der beiden etwa 40 m voneinander entfernten Stationen befand sich stets in einem parterre gelegenen Zimmer, wobei der zugehörige Luftdraht im Bogen durch das geöffnete Fenster hinaus und in etwa 50 cm Abstand von der Mauer bis zum nächst höheren Stockwerk geführt war, während die zweite Station im Freien aufgestellt war.

Als Elektrizitätsquelle diente stets ein von höchstens vier Akkumulatoren, Type CI, von W. A. Boese & Co., Berlin, gespeistes älteres Induktorium von Siemens & Halske, das je nach Bedarf mit einem Deprez-Unterbrecher Ernecke scher Konstruktion, oder einem Platinunterbrecher nach meinen Angaben benutzt wurde, und im ersten Falle bei primär 8 Volt zwischen Spitze und Platte maximal 50 mm, im zweiten Falle maximal 80 mm Schlagweite zeigte. Im Empfänger wurde abwechselnd ein Va-

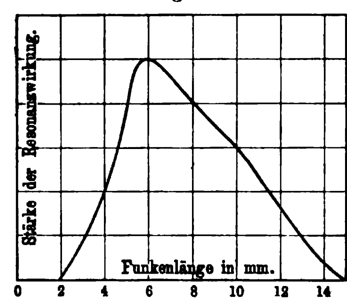
---

[1]) Vgl. Phys. ZS. 2, 105—107, 1900. Die hier beschriebenen Versuche fanden in den Monaten August 1900 bis Februar 1901 statt.

kuumfritter von KEISER & SCHMIDT oder ein gewöhnlicher Fritter von SIEMENS & HALSKE verwendet, beide nach altem MARCONI-Typ; sie waren mit einem Relais der von mir angegebenen einfachen Einrichtung [1]) verbunden, welches seinerseits eine elektrische Klingel, in einigen wenigen Fällen, in denen der Fritter notwendigerweise noch mit einem ihn selbsttätig regenerierenden sogenannten „tepper“ versehen war, einen MORSEschreiber betätigte.

§ 2. Vorversuch; einfachste Anordnung mit unmittelbarer Erregung. Der „Strahler“ befand sich im Freien, der Empfänger im Zimmer. Der eine Induktorpol war geerdet, der andere durch einen langen Draht mit einem hochstehenden Funkenmikrometer mit Zinkkugeln von 10 mm Durchmesser verbunden, dessen zweite Kugel ebenfalls geerdet war. Die Verbindungsleitung zwischen Induktor und Funkenstrecke setzte sich zusammen aus einem Drahte von 7800 mm Länge und einem Stück, welches auf 1000 mm aus 150 Windungen von 1,5 cm Durchmesser gebildet wurde, die Erdleitung des Mikrometers war 5500 mm lang, die andere Erdleitung etwa 50 mm (der Induktor stand auf der Erde); demgegenüber hatte der Empfangsdraht nur eine Länge von 5500 mm. Der Induktor war mit DEPREZ-Unterbrecher versehen.

Fig. 1.



Bei diesen Versuchen zeigte sich ein sehr starker Einfluß der Funkenlänge auf das Ansprechen des Empfängers. Vermöge seiner Einrichtung mit lotrecht hängender Zunge ist das Relais durchaus geeignet, durch die Art seiner Kontaktgebung größere graduelle Verschiedenheiten des Fritterstromes erkennen und, wenn auch nur ungefähr, schätzen zu lassen [2]). Wenn auch dies Ver-

---

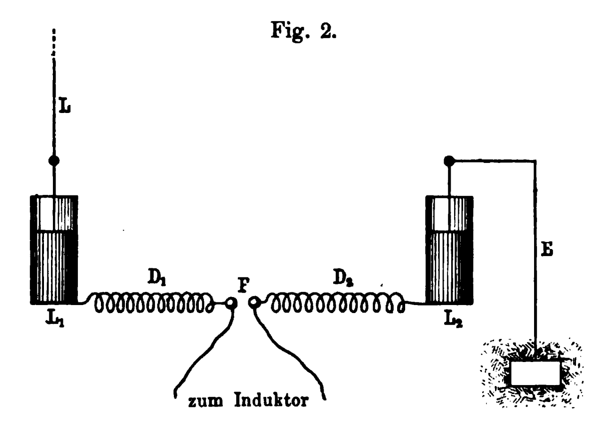
[1]) Verhandl. d. D. Phys. Ges. 7, 28, 1905, Fig. 1; die Figur ist aus Versehen des Druckers in falscher Stellung eingefügt, s. diesbezügl. die Berichtigung diese Verh. 7, 76, 1905.

[2]) Vgl. Die Telegraphie ohne Draht, von A. RIGHI und B. DESSAU; FRIEDR. VIEWEG und SOHN, 1903, 219—225.

fahren nur sehr roh ist, so läßt sich doch in Ermangelung geeigneter Meßinstrumente durch mehrfache Wiederholung dieses Versuches ein Bild von der Abhängigkeit der Wirkung cet. par. allein von der Funkenlänge gewinnen, vgl. Fig. 1 [1]).

§ 3. Einfache symmetrische Anordnung mit elektrostatischer Koppelung [2]), Fig. 2. Zwei Leidener Flaschen von je 26 cm Glas- und 20 cm Belegungshöhe wurden isoliert aufgestellt, und ihre äußeren Belegungen durch je eine etwa 30 cm lange und etwa 40 Windungen von 15 mm Durchmesser enthaltende Drahtlocke mit je einer der Zinkkugeln des Funkenmikrometers (s. oben) verbunden, die außerdem durch kurze gerade Drähte an die Sekundärklemmen des Induktoriums angeschlossen

Fig. 2.



waren; die inneren Belegungen waren, die eine mit einem 5500 mm langen Luftdraht, die andere mit der Erde — Gasleitung — ver-

[1]) Diese Beobachtung stimmt durchaus mit anderwärts mit besseren Hilfsmitteln gemachten überein; so gibt z. B. A. Lindemann, Diss., Rostock 1900 (vgl. Ann. d. Phys. (4) 2, 376 ff., 1900) für zwei Resonatoren R von 104 cm und r von 10,5 cm Länge folgende mit Klemenčič'schem Thermoelement erhaltene Zahlen an (l. c., S. 19):

Funkenlänge in mm	0	1,5	2,5	4	5	6	7,5	9
Resonanzintensität R . . .	87	109,5	121,5	85,0	57,3	40,0	21,1	8,4
Resonanzintensität r . . .	5	14,6	22,5	23,0	17,9	14,0	7,7	3,2

[2]) Eine einfache Geberanordnung für Demonstrationen zur Funkentelegraphie, Physik. ZS. 2, 105—107, 1900.

bunden. Der Empfängerdraht war 10 m lang, der zweite Pol des Fritters nicht geerdet. Die Anordnung erwies sich als sehr wirksam bei Verwendung des Platinunterbrechers, 8 Volt Primärspannung und 10 mm Funkenlänge; sie wirkte sicher auch noch bei nur 1,5 mm Funkenlänge. Es konnte auch der Platin- durch den DEPREZ-Unterbrecher ersetzt und die Primärspannung soweit erniedrigt werden, daß die Maximalleistung nur 40 mm betrug, ja es konnten auch die Leidener Flaschen durch einen HERTZ-LECHERschen Plattenerreger von 250 × 250 mm Plattengröße und 50 mm Plattenabstand [1]) ersetzt werden, ohne daß die Sicherheit der Wirkung beeinträchtigt wurde.

Bemerkenswert erscheint mir, daß das Vorhandensein oder Fehlen der zum Luftdraht symmetrischen Erdverbindung am Sender sich ohne jeden merkbaren Einfluß auf die Wirksamkeit der Anordnung zeigte, wie sich aus mehrfachen Wiederholungen der Versuche abwechselnd mit und ohne Erdleitung übereinstimmend ergab [2]).

Diese Anordnung wurde durch Hinzufügung eines MORSE-tasters im Geber, sowie eines „teppers" und MORSEschreibers im Empfänger zu einem vollständigen Modell einer Einrichtung für Funkentelegraphie ausgestaltet, welches eine durchaus scharfe und genaue Übermittelung von MORSE-zeichen gestattete [3]).

§ 4. Anordnung zur Auslösung kräftiger Schwingungen durch oscillatorische Ladung. Den Anstoß hierzu

---

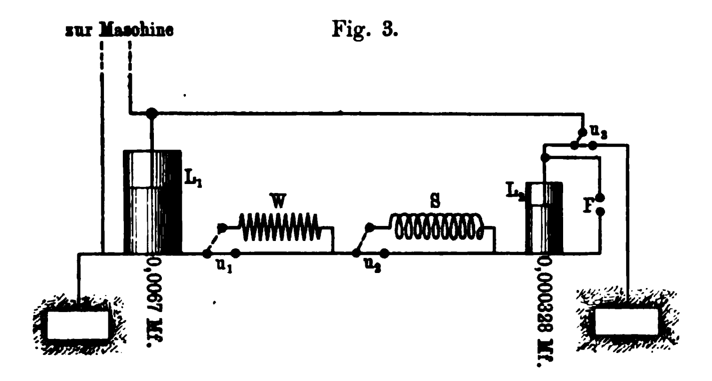
1) Einfacher Plattenerreger für die HERTZ-LECHERschen Versuche, W. BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI, ZS. f. d. physik. u. chem. Unterricht 16, 345, 1903. — Ein kleineres Modell war unter anderem am 7. Januar ausgestellt, vgl. diese Verhandl. 7, 28, 1905.

2) Zur Erklärung dieser Erscheinung könnte man vielleicht annehmen, daß im Innern der Flasche und längs des Zuleitungsstabes zur Grundschwingung des Erregers harmonische „erzwungene" Schwingungen auftreten, daß es sich also hier gewissermaßen um einen besonderen Fall sogenannter „multipler Resonanz" handele; es scheint mir hier eine gewisse Analogie mit den von HERTZ, Ausbreitung der elektrischen Kraft, S. 181—183 mitgeteilten Versuchen vorzuliegen.

3) Diese einfache, von mir bereits früher beschriebene Anordnung eignet sich, worauf ich an dieser Stelle nochmals hinweisen möchte, vorzüglich zu Demonstrationen, weil sie in einfachster Weise unter Benutzung von Vorhandenem jederzeit aufgebaut werden kann.

gab eine Veröffentlichung von Herrn WARBURG[1]), in welcher die in Fig. 3 gezeichnete Versuchsanordnung beschrieben wurde[2]). Herr WARBURG zeigte nun, daß bei einem Ladungspotential von L_1 kleiner als das Entladungspotential von F doch an diesem Entladung von L_2 stets eintritt, wenn die Selbstinduktion S Schwingungen veranlaßt, bei denen jener Wert des Entladungspotentials von F zeitweilig überschritten wird. Dies suchte ich in dem eingangs erwähnten Sinne durch die in Fig. 4 gezeichnete Schaltung zu verwerten. Der Induktor J lädt eine große Leidener Flasche von 26 cm Glas- und 20 cm Belegungshöhe L_1, von deren Belegungen zwei die Funkenstrecken f_1 und f_2 enthaltende kurze

Fig. 3.



Leitungen zu den kleinen Flaschen L_2 und L_3 von je 10 cm Glashöhe, welche ihrerseits mit den beiden Selbstinduktionsspulen S_1 und S_2 von je 64 Windungen von 30 mm Durchmesser[3]) dem

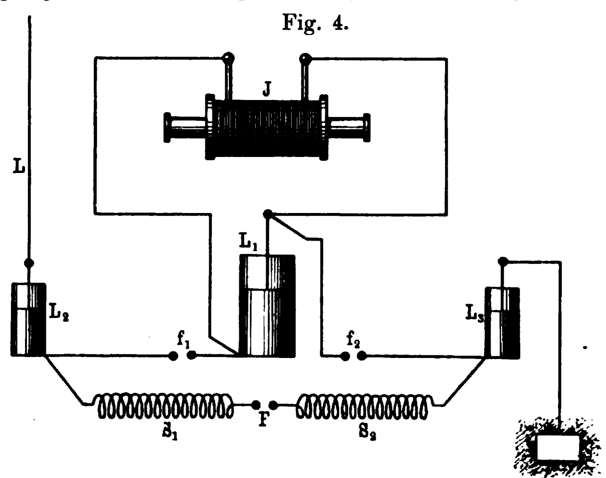
[1]) Über die Wirkung der Strahlung auf die Funkenentladung; diese Verhandlungen **2**, 212—217, 1900.

[2]) W ist ein elektrolytischer Widerstand, S eine Selbstinduktion, beide können mittels der Umschalter u_1 und u_2 einzeln eingeschaltet werden. Zum Laden von L_1 diente eine Influenzmaschine.

[3]) Die beiden Spulen waren folgendermaßen hergestellt: In ein einfaches Rotbuchengestell kann ein mit Griff versehener, gut mit heißem Firnis getränkter Rotbuchenholzzylinder eingeschoben und befestigt werden, auf den eine aus 64 einander nicht berührenden Windungen eines 1,5 mm starken, doppelt besponnenen und gewachsten Drahtes bestehende und 300 mm lange Spirale aufgeschoben ist; die Anschlußklemmen aus Messing sind in Porzellanbuchsen eingesezt. Die beiden Hilfsfunkenstrecken f_1 und f_2 waren auf kleinen Holzstativen montiert und mit Bleikugeln von 10 mm Durchmesser versehen.

Funkenmikrometer F und dem Luftdraht L (sowie eventuell einer Erdleitung) wieder eine Anordnung bilden, wie sie in § 4 beschrieben und in Fig. 2 gezeichnet ist. Der leitende Gedanke — dessen Richtigkeit allerdings erst zu erweisen wäre — war: L_1 lädt sich jedesmal bis zu einem durch f_1 und f_2 bestimmten Potential auf, und entlädt sich dann in gedämpften Oszillationen gleichzeitig nach L_2 und L_3, steigert dabei deren Potential über den durch F bestimmten Entladungswert, und veranlaßt so das plötzliche Einsetzen starker, wesentlich schwächer gedämpfter Schwingungen zwischen L_2 und L_3 über $S_1 F S_2$. Hierbei ver-

Fig. 4.



treten f_1 und f_2 gemeinsam die Stelle des von Herrn Warburg verwendeten Umschalters u_3, Fig. 3; zweckmäßiger wäre vielleicht die Benutzung einer hochgespannten Gleichstrom liefernden mehrplattigen Influenz- oder Hochspannungsdynamomaschine, sowie eines umlaufenden für Hochspannung eingerichteten Stromschließers, beide mit Regelungsvorrichtung für die Umlaufsgeschwindigkeit versehen, um, je nachdem es die Größe von F erfordert, L_1 in genügend rascher Aufeinanderfolge hinreichend aufladen und Ladung wie Entladungsstromschluß miteinander in Synchronismus bringen zu können.

Bemerkenswert erscheinen folgende Feststellungen:

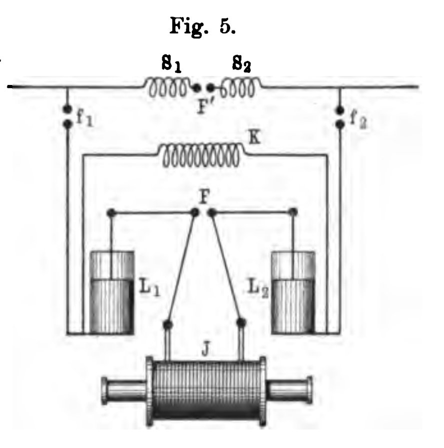
Ist F sehr klein gegen f_1 und f_2, so kann der Fall eintreten, daß erst nach einer größeren Anzahl von Ent-

ladungen in f_1 und f_2 eine solche in F' eintritt; diese Erscheinung ließe sich dadurch erklären, daß man annimmt, in diesem Falle seien f_1 und f_2 bereits so groß, daß sie nur einpolige Entladungen übergehen lassen, die ein stufenweises Aufladen von L_2 und L_3 zur Folge haben würden, und es wäre das, wenn man die Möglichkeit einer praktischen Verwendung in Betracht zieht, wohl der denkbar ungünstigste Fall.

Es kann $F > f_1 + f_2$ sein, ohne daß die Wirksamkeit der ganzen Anordnung irgendwie merkbar verschlechtert wird. Dies würde mit der dem Ganzen zugrunde liegenden Annahme (s. oben) übereinstimmen.

Im Anschlusse hieran möchte ich noch eine ältere Senderschaltung für Funkentelegraphie von O. LODGE erwähnen[1]), welche in Fig. 5 gezeichnet ist. Man sieht, daß diese Anordnung, die mir, wie ich ausdrücklich bemerke, zur Zeit meiner Versuche nicht bekannt war, eine gewisse teilweise Ähnlichkeit mit der meinigen hat, sich aber davon wesentlich durch die vierte Funkenstrecke F' im Strahler, auf dessen völliges Freisein von Unterbrechungsstellen es mir besonders ankam, ferner durch die andere Lage der Selbstinduktionen wie der Hilfsfunkenstrecken, die hier den eigentlichen Strahler zu einem abgeänderten RIGHIschen Oszillator machen, unterscheidet.

Fig. 5.

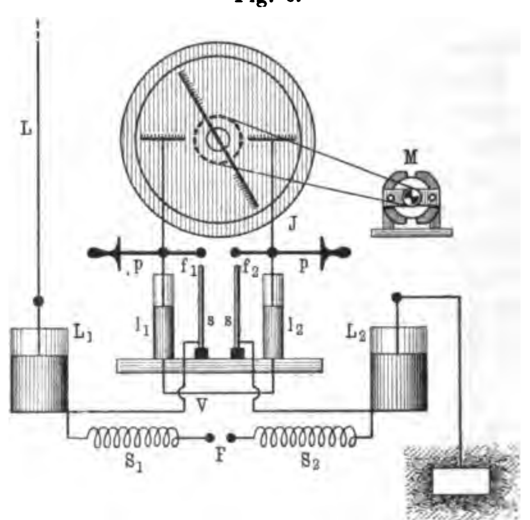


§ 5. Versuche, in der vorigen Anordnung das Induktorium durch eine gleichförmig wirkende Elektrizitätsquelle zu ersetzen. An Stelle des Induktoriums wurde eine einfache Influenzmaschine nach HOLTZ — ohne Selbsterregung — von etwa 35 cm Scheibendurchmesser benutzt, welche von einem kleinen, von vier Akkumulatoren (siehe oben) gespeisten Gleich-

[1]) Die Telegraphie ohne Draht, von A. RIGHI und B. DESSAU, S. 380, Fig. 197.

strommotor dauernd in Umlauf erhalten wurde; sie wurde in der aus der Figur ersichtlichen Weise in die Anordnung eingefügt (Fig. 6). Die beiden Flaschen der Maschine l_1 und l_2 dienten als Ersatz für L_1 in Fig. 3 und 4, als L_2 und L_3 wurden hier Flaschen von 26 cm Glashöhe verwendet. Die Polstangen *pp* wurden einander soweit genähert, bis sich ihre Kugeln genau über *ss* befanden und darauf diese soweit ausgezogen, daß sie die zweiten Pole der Speisefunkenstrecken f_1 und f_2 bildeten. Die Selbstinduktionsspulen S_1 und S_2 waren dieselben wie vordem.

Fig. 6.



Die Versuche, bei denen der Luftdraht des im Zimmer befindlichen Senders 6 m, der des im Freien aufgestellten Empfängers dagegen 10 m Länge hatte, lieferten im wesentlichen mit denen der vorbeschriebenen übereinstimmende Ergebnisse, wenn auch die wirksamen Entladungen sich in Pausen folgten — infolge der bei Verwendung der Influenzmaschine natürlich wesentlich geringeren Elektrizitätszufuhr. Die Fritter erwiesen sich leider als durch vielfachen Gebrauch [1]) schon ziemlich schlecht

[1]) Sie hatten unter anderem bei gewissen Resonanzversuchen durch Funkenbildung im Innern stark gelitten.

geworden; trotzdem ließ sich erkennen, daß bei Gleichbleiben von f_1 und f_2 auch hier wie bei den in § 2 beschriebenen Versuchen (vgl. Fig. 1) eine bestimmte Länge von F am günstigsten ist. Erwähnt sei noch, daß selbst bei $F = 0$ sich aus L Funken ziehen lassen.

§ 6. Über die Erzeugung erzwungener Schwingungen vermittelst Anordnungen vom Typus der beschriebenen. Wenn sich irgend zwei irgendwie schwingungsfähige Systeme nicht in vollkommener Resonanz zueinander befinden, so kann doch das eine, „passive“, durch das zweite, „aktive“, in isochrone Schwingungen versetzt werden, wenn die Vibrationsenergie des aktiven Systems genügend groß, seine Koppelung mit dem passiven genügend fest ist, das passive System gerät dann in seiner Beschaffenheit nicht eigentlich entsprechende erzwungene Schwingungen. Das Gleiche wollte ich mit dem in § 3 beschriebenen und auch in den weiteren Anordnungen verwandten Erreger erzielen, und zwar wollte ich Schwingungen nicht zu kleiner Wellenlänge erhalten, da ja, wie schon LEBEDEW gezeigt hat[1]), für Strahlung in die Ferne lange Wellen eine größere Strahlungsenergie liefern als kurze; um aber die Rückwirkung des Strahlers auf den Erreger nach Möglichkeit zu vermindern, könnte man daran denken, symmetrisch zum Luftdraht in gleicher Weise wie diesen, an Stelle der Erdleitung einen zweiten, dem ersten gleichen Erreger mit diesem zu koppeln, eventuell an diesen einen dritten usw., die, sämtlich von identischen Schwingungsverhältnissen, miteinander „in Tritt“ schwingen und so Störungen ihrer Eigenperiode durch Inresonanz des Luftdrahtes zum mindesten sehr stark abschwächen. Man gelangt so dazu, mehrere Erreger der in § 3 beschriebenen Form in Kaskadenschaltung zu verbinden, und diese wären dann in Parallelschaltung der entsprechenden Kondensatorbelegungen an einen Induktor von doppelter, dreifacher Sekundärstromstärke zu schließen. Bei ungerader Anzahl derartig gekoppelter Erreger könnte man auch jeden zweiten, statt ihn mit dem Induktor zu verbinden, ohne Funkenstrecke lassen, und ihn mit einer einstellbaren Selbstinduktion ausstatten; auch die Ausgestaltung der in §§ 4 und 5

[1]) Wied. Ann. 56, 9 ff., 1895; vgl. auch Phys. ZS. 2, l. c.

beschriebenen Anordnungen in dieser Richtung erscheint möglich. Eingehende Versuche mit Anordnungen dieser Art mußten leider unterbleiben; gleichwohl glaube ich an dieser Stelle die auf Grund der vorbeschriebenen Versuche seinerzeit von mir angestellten Überlegungen nicht übergehen zu dürfen.

Berlin NW., Mai 1905.

Die Wärmestrahlung der Metalle;

von E. Aschkinass.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Juni 1905.)

(Vgl. oben S. 232.)

Bezeichnet man mit R das prozentische Reflexionsvermögen eines Metalles, dessen Schichtdicke genügend groß sei, um für die Strahlen des Spektrums vollkommen undurchlässig zu sein, so emittiert es bei der absoluten Temperatur ϑ eine Strahlung, deren Intensität sich für jede Wellenlänge λ als

$$S = \frac{100 - R}{100} E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

darstellen läßt, wenn E die Strahlung des absolut schwarzen Körpers bei der gleichen Temperatur und Wellenlänge bedeutet. Nach der PLANCKschen Formel ist

$$E = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \vartheta}} - 1\right)^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

In dieser Gleichung sind c_1 und c_2 konstante Zahlen, und zwar ist $c_2 = 14\,600$, wenn wir $1\,\mu$ als Einheit der Wellenlänge λ benutzen.

Aus der elektromagnetischen Lichttheorie ergibt sich nun, wie DRUDE, PLANCK und COHN gezeigt und HAGEN und RUBENS experimentell erwiesen haben, für das langwellige Spektralgebiet eine einfache Beziehung zwischen dem Reflexionsvermögen R eines Metalls und seiner elektrischen Leitfähigkeit. Es ist nämlich (für $\lambda >$ etwa $8\,\mu$)

$$100 - R = \frac{36{,}5}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{w}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

wenn unter w der spezifische Widerstand der reflektierenden Substanz verstanden wird. Für die Strahlung des Metalls folgt hieraus der Ausdruck

$$S = \frac{0{,}365 \sqrt{w}}{\sqrt{\lambda}} E,$$

also

$$S = c_1 . 0{,}365 \sqrt{w}\, \lambda^{-5{,}5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \vartheta}} - 1\right)^{-1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

In dieser Gleichung, welche nach dem Gesagten nur für relativ große Wellenlängen strenge Gültigkeit besitzen kann, ist w eine Funktion von ϑ.

Die Temperatur sei nun stets so niedrig, daß das zugehörige Energiemaximum der schwarzen Strahlung noch innerhalb des Gültigkeitsbereiches der durch Gleichung 3) dargestellten Beziehung liegt. Für diese Fälle folgt aus Gleichung 4), daß auch die Strahlung der Metalle ein dem WIENschen analoges Verschiebungsgesetz befolgt, indem das Produkt aus der Wellenlänge λ_m des Energiemaximums und der zugehörigen Temperatur ϑ konstant bleibt. Während aber für den absolut schwarzen Körper

$$\lambda_m \vartheta = 2940$$

ist, ergibt Gleichung 4) für die Metalle die Beziehung

$$\lambda_m \vartheta = 2660 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Der Betrag der maximalen Energie selbst berechnet sich hiernach zu

$$S_m = c_1 \frac{0{,}365}{2660^{5{,}5} (e^{5{,}477} - 1)} \sqrt{w}\, \vartheta^{5{,}5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Die Kurve der spektralen Energieverteilung (Gleichung 4) fällt von ihrem Maximum nach der Seite der kurzen Wellen sehr steil herab. Daher wird man die Gleichung 4) unter den angegebenen Bedingungen, ohne allzu große Fehler zu begehen, auch zur Berechnung der Gesamtstrahlung benutzen dürfen. So erhält man für die Gesamtemission:

$$\int_0^\infty S d\lambda = c^1 \frac{4{,}46}{c_2^{4{,}5}} \sqrt{w}\, \vartheta^{4{,}5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

Die vollständige Abhängigkeit der Metallstrahlung von der Temperatur ergibt sich erst, wenn die Beziehung des Widerstandes zur Temperatur bekannt ist. In erster Annäherung kann man nun den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes der reinen Metalle dem Ausdehnungskoeffizienten der permanenten Gase, also der Zahl $^1/_{273}$, gleichsetzen, so daß der Widerstand bei der absoluten Temperatur ϑ

$$w = w_0 \frac{\vartheta}{273} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 8)$$

wird, wenn w_0 den Widerstand bei 0° C bedeutet. Durch Einführung dieser Relation in Gleichung 4) erhält man für die Energieverteilung den Ausdruck

$$S = c_1 \frac{0{,}365 \sqrt{w_0}}{\sqrt{273}} \sqrt{\vartheta}\, \lambda^{-5{,}5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \vartheta}} - 1\right)^{-1} \quad . \; . \; . \; . \quad 9)$$

Das Verschiebungsgesetz (Gleichung 5) ist selbstverständlich von der Temperaturvariation des Widerstandes unabhängig. Für das Energiemaximum und die Gesamtstrahlung erhält man dagegen durch Einführung der Beziehung 8) in die Gleichungen 6) und 7):

$$S_m = c_1 \frac{0{,}365 \sqrt{w_0}}{2660^{5{,}5} \left(e^{5{,}477} - 1\right) \sqrt{273}} \vartheta^6 \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 10)$$

und

$$\int_0^\infty S d\lambda = c_1 \frac{0{,}271 \sqrt{w_0}}{c_2^{4{,}5}} \vartheta^5 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 11)$$

Das Energiemaximum ist hiernach der sechsten und die Gesamtstrahlung der fünften Potenz der absoluten Temperatur proportional.

Die gleichen Beziehungen sind nun schon aus älteren experimentellen Untersuchungen für die Strahlung des Platins abgeleitet worden. Lummer und Kurlbaum[1]) fanden nämlich, daß die Gesamtemission dieses Metalls innerhalb des Temperaturintervalles von 700 bis 1800° abs. mit der fünften Potenz der absoluten Temperatur fortschreitet, und die Versuche von Lummer und Pringsheim[2]) führten zu dem Resultate, daß die Strahlungsmaxima des Platins zwischen 800 und 1850° abs. der sechsten Potenz von ϑ proportional seien. Die letztgenannten Autoren gelangten ferner auf Grund derselben Versuche zu dem Verschiebungsgesetze

$$\lambda_m \vartheta = const = 2630.$$

Der Wert des Produktes $\lambda_m \vartheta$ schwankte innerhalb der Grenzen $\lambda_m = 3{,}2\,\mu$ und $1{,}4\,\mu$ zwischen 2570 und 2690, ohne jedoch einen

---

[1]) Verh. Phys. Ges. zu Berlin 17, 106, 1898.
[2]) Diese Verhandlungen 1, 215, 1899.

regelmäßigen Gang mit der Temperatur erkennen zu lassen, so daß die Übereinstimmung mit dem oben durch Rechnung gefundenen und als Gleichung 5) wiedergegebenen Resultate vollkommen ist.

Die aus unseren obigen Überlegungen für tiefe Temperaturen und große Wellenlängen abgeleiteten Beziehungen erweisen sich demnach — wenigstens für Platin — noch innerhalb viel weiterer Grenzen mit genügender Annäherung als richtig. Eine strenge Gültigkeit besitzen jedoch nur die Gleichungen 5) und 6) im langwelligen Gebiete des Spektrums. Unter dieser Beschränkung gelten sie aber für alle Metalle.

Die Gleichungen 10) und 11) führen übrigens noch zu weiteren Konsequenzen, die auch in quantitativer Hinsicht mit experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmen. So findet man unter anderem für das Verhältnis der Gesamtemission des absolut schwarzen Körpers zu derjenigen des reinen Platins den Ausdruck

$$\frac{\int_0^\infty E\,d\lambda}{\int_0^\infty S\,d\lambda} = \frac{8810}{\vartheta}.$$

Ferner führt die Berechnung der Energieverteilung nach Gleichung 9) zu Resultaten, die sich gleichfalls mit bereits vorliegenden Beobachtungen im Einklange befinden.

Eine ausführliche Darstellung dieser Strahlungsgesetze wird binnen kurzem in den Annalen der Physik erscheinen.

Charlottenburg, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Juni 1905.

Jahrg. 3 *Heft 14*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 3 **Heft 15**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 3 *Heft 19*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 3 **Heft 21**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

natlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

*

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. 30. Oktober 1905. Nr. 14/21.

77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran vom 24. bis 30. September 1905.

Allgemeine Versammlung.

Sitzung vom 25. September 1905, Vorm. 10 Uhr.

Es sprach:

Hr. **W. Wien** (Würzburg): Über Elektronen.

Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Sitzung vom 25. September 1905, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr P. Czermak (Innsbruck).

Es trugen vor:

Hr. **H. Becquerel** (Paris): Propriétés des rayons du radium.

Hr. **E. Riecke** (Göttingen): Über die Elektromechanik des Galvanismus und der Wärme.

Hr. **A. Wassmuth** (Graz): Über die Ermittelung der thermischen Änderungen des Elastizitätsmoduls aus den Temperaturänderungen bei der gleichförmigen Biegung von Stäben.

Sitzung vom 26. September 1905, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr E. Warburg (Charlottenburg).

Es trugen vor:

Hr. **W. Seitz** (Würzburg): Über eine neue Art sehr weicher Röntgenstrahlen.

Hr. **Salcher** (Fiume): Das Zusammensetzen gleichzeitiger Bewegungen und zwei dazu dienende Apparate: Wurf- und Kreisbewegungsdiagraph.

Hr. **H. Siedentopf** (Jena): Ultramikroskopische Untersuchungen über Steinsalzfärbungen.

Hr. **W. Gaede** (Freiburg i. Br.): Demonstration einer rotierenden Quecksilberluftpumpe.

Hr. **E. Warburg** (Charlottenburg): Bemerkungen über die chemische Wirkung der stillen Entladung.

Hr. **L. Holborn** (Charlottenburg): Über die spezifische Wärme des Wasserdampfes bis 800°.

Hr. **Karl Scheel** (Charlottenburg): Über den Sättigungsdruck des Wasserdampfes bei tiefen Temperaturen.

Hr. **F. Henning** (Charlottenburg): Über das Emissionsvermögen einiger Metalle für sichtbare Wellenlängen.

Sitzung vom 26. September 1905, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herren H. Becquerel (Paris) und E. Lecher (Prag).

Es trugen vor:

Hr. **J. Stark** (Göttingen): Stand der Forschung über die Leitung der Elektrizität in Gasen.

Hr. **Franz Streintz** (Graz): Über Metallstrahlen.

Hr. **H. W. Schmidt** (Gießen): Eine einfache Methode zur Messung des Emanationsgehaltes von Flüssigkeiten.

Hr. **Erich Marx** (Leipzig): Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen.
Hr. **A. Kalähne** (Heidelberg): Einige Eigenschaften der Strahlung des Chininsulfates.

Sitzung vom 27. September 1905, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr W. VOIGT (Göttingen).

Es trugen vor:
Hr. **Pierre Weiss** (Zürich): Über den Ferromagnetismus der Kristalle.
Hr. **E. Lecher** (Prag): Über Thermoelektrizität.
Hr. **R. Pictet** (Berlin): Über industriellen Sauerstoff, seine Darstellung und Bedeutung.
Hr. **Karl T. Fischer** (München): Ein neues Magnetometer.
Hr. **E. Kobald** (Leoben): Über den Satz vom Minimum der Stromwärme für veränderliche Ströme.
Hr. **R. Pictet** (Berlin): Über die Theorie der Verflüssigung der Luft.

Sitzung vom 28. September 1905, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr V. v. LANG.

Es trugen vor:
Hr. **W. Voigt** (Göttingen): Über die Wellenfläche zweiachsiger aktiver Kristalle und über ihre konische Refraktion.
Hr. **H. Rubens** (Charlottenburg): Das Emissionsspektrum des Auerstrumpfes.
Hr. **E. Aschkinass** (Charlottenburg): Elektrooptische Eigenschaften der Kohle.
Hr. **Stéphane Leduc** (Nantes): Die Diffusion der Flüssigkeiten.
Hr. **Leo Grunmach** (Berlin): Versuche über die Diffusion von Kohlensäure durch Kautschuk.
Hr. **Heubner** (München): Das Gesetz von POISSEUILLE.
Hr. **H. Gerdien** (Göttingen): Demonstration eines Apparates zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft.

Hr. **Osc. Knoblauch** (München): Über die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes für Drucke bis 8 Atm. und Temperaturen bis 350° C (vorläufiger Bericht über gemeinsam mit Max Jakob angestellte Versuche).

Abteilung 4: Chemie einschließlich Elektrochemie.

Sitzung vom 25. September 1905, Nachm. 3 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **W. Kauffmann** (Stuttgart): Fluoreszenz und chemische Konstitution.

Sitzung vom 28. September 1905, Nachm. 3 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Karl T. Fischer** (München): Eine neue Rotations-Ölpumpe.

Abteilung 6: Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus.

Sitzung vom 27. September 1905.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck bei Hamburg): Das meteorologische Jahr 1904 (1905) mit besonderer Berücksichtigung der Niederschläge in Mitteleuropa.

Derselbe: Barometrische Ausgleichsbewegung in der Erdatmosphäre.

Sitzung vom 28. September 1905.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck bei Hamburg): Vulkanismus zur See.

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Stuttgart gewählt.

Über Elektronen;
von W. Wien.

(Kurzer Auszug aus dem Vortrag in der ersten allgemeinen Sitzung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 25. September 1905.)

(Vgl. oben S. 255.)

Die Annahme von Elektronen, außerordentlich kleiner elektrischer Teilchen, die gegenwärtig in der Physik eine bedeutende Rolle spielt, ist zuerst von den Beobachtungen ausgegangen, die man über die Vorgänge machte, welche bei der chemischen Zersetzung durch den galvanischen Strom auftreten. Diese erfolgt, wie alle chemischen Zersetzungen, quantitativ im Verhältnis der Atomgewichte. Es zeigte sich dabei, daß von einer bestimmten Elektrizitätsmenge immer den Atomgewichten proportionale Mengen abgeschieden werden. Die weiteren Forschungen, besonders von Hittorf und Kohlrausch, führten dann zu der Hypothese, daß bei der Zersetzung durch den galvanischen Strom die Atome oder Moleküle, mit positiver oder negativer elektrischer Ladung versehen und durch die elektrischen Kräfte getrieben, nach der Austritts- oder Eintrittsstelle des galvanischen Stromes hinwandern und dort abgeschieden werden.

Die chemischen Atome oder Moleküle werden in geladenem Zustande Ionen genannt. Helmholtz erweiterte diese Theorie, indem er die chemische Anschauung der materiellen Elementarquanten, der Atome, auf die Elektrizität ausdehnte und die Annahme machte, daß jedes Atom mit einem bestimmten Elementarquantum Elektrizität behaftet sei. Während diese Annahmen zunächst zur Erklärung der Prozesse bei der elektrolytischen Zersetzung gemacht waren, wurden sie bald gebraucht, um die Tatsache der Dispersion des Lichtes bei der Brechung mit der elektromagnetischen Lichttheorie in Einklang zu bringen. Diese Theorie, welche besonders durch die Hertzschen Versuche gestützt ist, sieht in dem Licht außerordentlich schnell wechselnde elektrische und magnetische Kräfte, die sich eben wegen des außer-

ordentlich raschen Wechsels der Richtung der Beobachtung durch gewöhnliche elektrische Apparate entziehen. Diese Kräfte setzen nun die in jedem Körper vorhandenen Ionen in Schwingungen, deren Rückwirkung die Dispersion ergibt.

Als man dann nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen die Vorgänge bei ihrer Erzeugung näher studierte, zeigte sich bald, daß die Kathodenstrahlen, die bei ihrem Auftreffen auf feste Körper die Röntgenstrahlen erzeugen, selbst negativ geladene Teilchen sind, die sich mit ungeheurer Geschwindigkeit fortbewegen. Weitere Untersuchungen zeigten dann, daß die Vorgänge in einer GEISSLERschen oder Röntgenröhre, in welchen die Kathodenstrahlen erzeugt werden, den Vorgängen bei der elektrolytischen Zersetzung insofern analog sind, als auch hier negative und positive Teilchen von den elektrischen Kräften in entgegengesetzter Richtung mit verschiedener Geschwindigkeit getrieben werden.

Die quantitativen Messungen ergaben für die Masse der positiven Teilchen ähnliche wie für Ionen, d. h. Massen von der Größe der chemischen Atome. Bei den negativ geladenen, den Kathodenstrahlteilchen, zeigte sich aber sehr viel kleinere Masse, d. h. diese Teilchen müssen mehr als tausendmal geringere Masse als selbst ein Wasserstoffatom besitzen. Schon früher war durch Rechnung die Schlußfolgerung gezogen, daß ein elektrisches Teilchen einer gewissen Arbeitsleistung bedarf, um in Bewegung gesetzt zu werden, d. h. also der bewegenden Kraft einen Widerstand entgegensetzt. Dieser Widerstand ist von derselben Art, wie ihn jeder materielle Körper gegen bewegende Kräfte zeigt. Hier nennt man ihn Trägheitswiderstand. Da nun diese Trägheit immer der Masse proportional ist, so ist die Trägheit als eine der Elementarwirkungen der Masse anzusehen. Da nun ein bewegtes elektrisches Teilchen gerade so einen Trägheitswiderstand zeigt, so kann man auch hier von Masse sprechen, die man scheinbare nennt, weil sie nichts mit der gewöhnlichen zu tun hat. Bei kleinen Geschwindigkeiten kann man es gar nicht unterscheiden, ob ein aus positiver und negativer Elektrizität bestehendes Teilchen noch außerdem gewöhnliche Masse hat oder nicht. Auch selbst die ungeheuren Geschwindigkeiten der Kathodenstrahlen geben in dieser Beziehung keinen Aufschluß. Der Unter-

schied zwischen gewöhnlicher und scheinbarer Masse beginnt erst bei Geschwindigkeiten, die der des Lichtes nahekommen. Hier ergab nun die Rechnung, daß der Trägheitswiderstand mit zunehmender Geschwindigkeit größer wird und daher muß auch die scheinbare Masse größer werden. So schnellfliegende Elektronen kommen nun in den β-Strahlen des Radiums vor. In diesem merkwürdigen Körper haben wir, wie es scheint, ein in Verwandlung begriffenes chemisches Element vor uns. Dabei sendet er positiv geladene α-Strahlen und negative β-Strahlen aus. An diesen letzteren konnte nun KAUFMANN nachweisen, daß in der Tat die Masse bei den schneller fliegenden in demselben Verhältnis größer ist, wie die Rechnung es verlangt, so daß wir zunächst anzunehmen haben, daß diese negativen Teilchen, die Elektronen, nur aus Elektrizität bestehen und daher nur scheinbare Masse haben. Es ist natürlich, daß man sich nun die Frage vorlegen muß, ob wir überhaupt noch gewöhnliche Masse annehmen sollen oder nur noch scheinbare. Es wäre das eine große Vereinfachung unserer Vorstellungen, weil wir nur noch mit elektrischen Atomen zu operieren hätten. Dabei würden die gewöhnlichen Vorstellungen und die Probleme der Mechanik gar nicht berührt werden.

Es soll aber nicht verschwiegen werden, daß auch die Elektronentheorie bedeutende Schwierigkeiten enthält. Wir müssen jedem Elektron eine bestimmte Ausdehnung zuschreiben, die sich bei gegebener Form, also z. B. Kugelgestalt, berechnen läßt. Die Rechnung ergibt für den Halbmesser ungefähr 1 Billionstel Millimeter. In einer solchen ausgedehnten elektrischen Ladung müssen aber ungeheure Kräfte vorhanden sein, die die einzelnen Teile auseinander zu treiben suchen. Es ist natürlich mißlich, in einem Körper, der als unteilbares Element gelten soll, noch Kräfte anzunehmen, die die einzelnen Teile desselben aufeinander ausüben. Große Schwierigkeit macht der Elektronentheorie auch die Erklärung der Spektrallinien. Da jedem Element eine bestimmte Gruppierung der Spektrallinien zukommt, die es in leuchtendem Zustande aussendet, so muß jedes Atom ein unveränderliches System bilden. Am einfachsten wäre es, wenn man jedes Atom als ein Planetensystem auffassen könnte, das aus einem positiv geladenen Zentrum besteht, um welches die negativen Elektronen wie Planeten kreisen. Ein solches System könnte aber wegen der

von den Elektronen ausgestrahlten Energie nicht unveränderlich sein. Man ist daher gezwungen, zu einem System zurückzukehren, in welchem die Elektronen sich in relativer Ruhe oder geringer Geschwindigkeit zueinander befinden, eine Vorstellung, die vieles bedenkliche enthält.

Eine besondere Schwierigkeit liegt für die Elektronentheorie in der Schwerkraft. Konsequenterweise müßte man sie auch elektrisch erklären. Dafür reichen aber die Grundlagen der bisherigen Elektrizitätslehre nicht aus und man muß besondere Hilfshypothesen einführen.

Wir können daher in der Elektronentheorie noch durchaus nichts abschließendes erblicken, sondern müssen sie durch weitere wissenschaftliche Arbeit zu verbessern suchen.

Über die Elektromechanik des Galvanismus und der Wärme;
von E. Riecke.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 25. September 1905.)

(Vgl. oben S. 255.)

Einer Aufforderung des Wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft folgend, berichtete der Vortragende (Göttingen) über eigene Arbeiten [1]), sowie über Arbeiten von DRUDE [2]) und von LORENTZ [3]), deren gemeinsames Ziel in der Begründung einer elektromechanischen Theorie des Galvanismus und der Wärme besteht. Anknüpfend an die älteren Vorstellungen WILHELM WEBERS entwickelte er zuerst die Grundlagen, welche seiner eigenen Theorie und der von DRUDE gemeinsam sind, sodann die zwischen den Grundannahmen bestehenden Verschiedenheiten. Die wichtigste davon bezieht sich auf den Wert α, den die lebendige Kraft der bewegten elektrischen Teilchen bei der absoluten Temperatur 1 besitzt. Die Theorie von RIECKE läßt die Frage, welchen Wert α für verschiedenartige Teilchen besitzt, unentschieden. DRUDE betrachtet α als eine universelle Konstante, deren Wert mit den Hilfsmitteln der kinetischen Gastheorie bestimmt werden kann. Der Vortragende berichtete sodann über die Gesetze der Wärme und der Elektrizitätsleitung in Metallen, sowie über die begleitenden Erscheinungen der Mitführung von Elektrizität und von Wärme. Zu einem Vergleiche mit der Erfahrung gibt die Berechnung des Verhältnisses zwischen Wärmeleitfähigkeit und elektrischem Leitvermögen Veranlassung. Der Wert, der aus der Theorie von RIECKE folgt, verwandelt sich im wesentlichen in den von DRUDE gegebenen, wenn man in dem ersteren den DRUDEschen universellen Wert von α einsetzt; nur in dem Zahlenfaktor des Ausdruckes bleibt eine Verschiedenheit

---

1) Annalen d. Phys. 1898 und 1900.
2) Ebenda 1900.
3) Abhandlungen der Akademie in Amsterdam 1903, 1904, 1905.

bestehen. Den Beobachtungen nach hat jener Faktor im Mittel den Wert 1,41; die Theorie von RIECKE gibt $^3/_2$, die von DRUDE $^4/_3$, eine auf allgemeinerer Grundlage aufgebaute von LORENTZ $^8/_9$. Keine Theorie steht in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Der Vortragende wandte sich weiter zu der Betrachtung der Erscheinungen im Magnetfelde; er gibt an, weshalb auf diesem Gebiete weder seine eigene Theorie noch die von DRUDE mit den Beobachtungen übereinstimmt, und deutet den Weg an, auf dem eine Verbesserung der Theorie zu erstreben ist. Unter gewissen Voraussetzungen ergibt sich dabei eine Beziehung zwischen den Koeffizienten der vier Effekte im Magnetfelde, die bei Wismut, Nickel und Kobalt wenigstens der Größenordnung nach zutrifft.

Einen weiteren Gegenstand des Berichtes bildeten die Mitführungstheorie der thermoelektrischen Erscheinungen und die Theorie der kontaktelektromotorischen Wirkungen. Die aus den Theorien von RIECKE, DRUDE und LORENTZ sich ergebenden Gesetze für die Spannungsdifferenz an der Grenze zweier Metalle werden miteinander verglichen.

Den Schluß des Vortrages bildete ein Bericht über eine Untersuchung von LORENTZ, in der die Emission und die Absorption eines Metalles für den Fall langer Wellen berechnet und daraus das PLANCKsche Strahlungsgesetz abgeleitet wird, in der einfachen Form, die es im Falle langer Wellen annimmt.

Über eine neue Art sehr weicher Röntgenstrahlen; von W. Seitz.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

Gewöhnliche Röntgenröhren senden bei niederen Spannungen, also ungefähr unterhalb 30000 Volt, keine merklichen Röntgenstrahlen aus. Es rührt dies davon her, daß die an der Antikathode auch hier entstehenden Strahlen die Glaswand der Röhre nicht zu durchdringen vermögen. Dies zeigt sich, wenn man in die Glaswand, am besten in der Richtung der spiegelnden Reflexion zur Oberfläche der Antikathode ein dünnes Aluminiumfenster einsetzt. Es lassen sich dann Röntgenstrahlen mit der photographischen Platte selbst noch bei Spannungen von 600 Volt nachweisen, ja überhaupt so lange, als das negative Glimmlicht die Antikathode erreicht. Man muß aus diesem Grunde die Dimensionen der Röhre viel kleiner wählen. Das Glimmlicht selbst scheint keine merklichen Röntgenstrahlen auszusenden, wenigstens keine solchen, welche das Aluminiumfenster zu durchdringen vermögen. Die Eigenschaften der mit niederen Spannungen, das ist zwischen 600 und 30000 Volt, erzeugten Strahlen entsprechen in qualitativer Beziehung denen der gewöhnlichen Röntgenstrahlen. Außer der Fluoreszenzbewegung des Platincyanürs wurden die des Flußspats beobachtet. Die photographische Wirkung ist sehr kräftig, was sich daraus erklärt, daß die Strahlen von der empfindlichen Schicht zum größten Teil absorbiert und dementsprechend ausgenutzt werden. Zu den chemischen Wirkungen zu zählen ist auch ihr Einfluß auf Bakterien. Hierüber gemeinsam mit Herrn Jorns angestellte Versuche ergaben wechselnde Resultate. Während in einigen Fällen, und zwar bei Typhusbazillen, eine deutliche Abtötung oder doch eine Hemmung des Wachstums der Kulturen zu konstatieren war, blieb wieder in anderen die Wirkung vollständig aus.

Am interessantesten ist das Verhalten der Strahlen in Beziehung auf ihr Durchdringungsvermögen. Die Intensität der Strahlen, welche aus dem Fenster kamen, bzw. nachdem sie irgend eine weitere absorbierende Schicht passiert hatten, wurde in der bekannten Weise durch die Entladung eines Elektroskopes bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Ein Aluminiumblättchen von 0,00075 cm absorbiert zwischen 1500 und 6000 Volt etwas mehr als die Hälfte der Strahlen. Der Absorptionskoeffizient variiert in dem genannten Intervall kaum merklich mit der Spannung. Erst bei höheren Potentialen nimmt er allmählich ab. Doch absorbiert dasselbe Blättchen selbst bei 20000 Volt noch etwa 40 Proz., während es für die bisher bekannten harten Strahlen nahezu vollständig durchlässig ist. Das Absorptionsgesetz $J = J_0 e^{-ad}$ gilt für weiche Strahlen mit voller Strenge. Was die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Natur der absorbierenden Substanz anbelangt, so schließen sich die gefundenen Resultate den Beobachtungen von BENOIST und denen von HOLTSMARK gut an. Es absorbiert z. B. ein Silberblättchen von 0,00002 cm Dicke etwa die Hälfte. Das Suchen nach einer Substanz, welche für diese Strahlen ganz besonders durchsichtig wäre, dürfte vergeblich sein.

Das Zusammensetzen gleichzeitiger Bewegungen und zwei dazu dienende Apparate: Wurf- und Kreisbewegungs-Diagraph;

von Salcher.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

Der Satz vom „Kräfteparallelogramm“ läßt sich bekanntlich nicht streng beweisen. Er teilt diese Eigenschaft mit dem Fundamentalsatz unserer Geometrie, dem EUKLIDschen Axiom: daß man durch einen Punkt nur eine einzige Parallele zu einer Geraden ziehen kann. Dieses Fehlen eines einwurffreien Beweises liegt in dem Wesen beider Sätze, Prinzipien zu sein, für welche geeignete Hilfssätze nicht mehr aufzubringen sind.

Um so wichtiger ist der tatsächliche Nachweis, die Demonstration des Parallelogrammsatzes, wo möglich in der allgemeineren Fassung als Orts- und Abstandsparallelogrammsatz. Hierzu dient das „Universalparallelogramm“, eine einfache Verbindung gerader Stäbe.

Die Einfachheit und Universalität zugleich zeigen sich an den Apparaten: Wurf- und Kreisbewegungs-Diagraph. Ersterer gestattet die genaue graphische Vorführung aller Eigenschaften des schiefen Wurfes. Diese Bewegungsart gelangt ohne Änderung ihrer Gesetzmäßigkeit, nur verlangsamt, zur Anschauung und Aufzeichnung, wie auf demselben Gedanken z. B. ATWOODs Fallmaschine beruht.

Der zweite Apparat dient zur Konstruktion der Resultierenden zweier Kreisbewegungen. Die hier so verschieden sich ergebenden interessanten und wissenschaftlich überhaupt, technisch insbesondere wichtigen Fälle der Epi- und Hypozykloiden, der LISSAJOUSschen Kurven usw. lassen sich geradezu spielend einfach und schnell graphisch darstellen.

Für die Erklärung der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes im magnetischen Felde aus der Zerlegung in zwei zirkularpolarisierte Strahlen mit Phasendifferenz liefert der Apparat das mechanische Analogon.

Ultramikroskopische Untersuchungen über Steinsalzfärbungen;
von H. Siedentopf.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

Die Erfahrungen, welche die ultramikroskopische Untersuchung über die Färbung von Goldrubingläsern [1]) lieferte, ließen mich vermuten, daß auch in manchen anderen Fällen eine sichtbar zu machende Verteilung von ultramikroskopischen Metallteilchen als Hauptursache die Färbung bedinge. Die darauf hin zunächst über Mineral- und Salzfärbungen angestellten Untersuchungen bestätigten diese Annahme in weitem Umfange und ich erlaube mir im folgenden einen vorläufigen kurzen Bericht zu geben, in welchem ich meine Resultate über die Färbung von Steinsalz, welches einen typischen Repräsentanten der gefärbten Salze bildet, zusammenstelle, während ich nähere Ausführungen über manche der hier beobachteten Erscheinungen mir für später vorbehalte.

Natürlich und künstlich gefärbtes Steinsalz. Man unterscheidet bekanntlich natürlich und künstlich gefärbtes Steinsalz. Ersteres erscheint in der Natur als mineralogische Seltenheit vorwiegend im Liegenden der oberen Salzablagerungen aus dem Ende der Zechsteinepoche. Die Farbe ist vorwiegend blau, zum Teil auch violett. F. Kreutz [2]) beschreibt jedoch auch eine große Menge anderer Farben und zwar vorzüglich aus einer größeren Anzahl Stufen von Kalusz. „Unter diesen waren dunkelberliner- und lazurblaue, lichtblau, oft auch ganz oder stellenweise violett, lavendelblau, grünlich, rötlich oder gelblich durchsichtige

---

[1]) H. Siedentopf und R. Zsigmondy, Wied. Ann. d. Phys. (4) 10, 1, 1903. Wegen der benutzten ultramikroskopischen Einrichtungen vgl. die ausführliche Beschreibung derselben aus dem Druckschriftenverzeichnis der optischen Werkstätte von Carl Zeiss in Jena.

[2]) F. Kreutz, Abh. Akad. Wiss. Krakau, April 1892, ferner April 1895 und März 1896.

Stücke, sowie violett oft mit einem Stich ins Purpur oder Scharlach spielend, vom starken, einem halbmetallisch ähnlichen Glanze, doch klar, rein blau oder grünlich, auch bräunlich durchsichtig." — Die künstliche Färbung des festen, farblosen Steinsalzes ist auf mehrfache Weise durchführbar. Man kann jedoch die verschiedenen Methoden in zwei Gruppen einteilen und die künstliche Färbung als eine additive oder eine subtraktive bezeichnen, je nachdem man in den festen Kristall Alkalimetall einführt oder ihm nach vorhergehender Ionisation Chlor entzieht und überschüssiges Na-Metall darin zurückläßt.

Additive Färbungen durch Alkalimetall. Die additive Färbung durch Einführung von Alkalimetall ist von ROSE, KREUTZ und GIESEL [1]) beschrieben. Die drei Autoren sind bei ihren Experimenten von gänzlich verschiedenen Anschauungen ausgegangen. ROSE [2]) beabsichtigte die Synthese von Alkalisubhalogeniden, KREUTZ vermeinte das Steinsalz durch den Eisengehalt des Alkalimetalls zu färben, während GIESEL auf Grund einer Vermutung von ELSTER und GEITEL [3]) über die Natur der künstlichen subtraktiven Färbung der Alkalihalogenide zu dem Experiment der additiven Färbung geleitet wurde. Verfasser hat diese Methode wiederholt, aber nicht mit Salzpulver, das von jenen Autoren vorwiegend benutzt wurde, sondern mit größeren, vollkommen farblosen Steinsalzstücken aus einem Kristallvorrat ausgezeichneten Materials, der dem Staßfurter Lager entstammte und welchen ich der Munifizenz des Herrn Dr. H. HAUSWALDT

[1]) H. ROSE, Pogg. Ann. 120, 1, 1863; F. KREUTZ, l. c.; F. GIESEL, Ber. d. deutsch. chem. Ges. 30, 156, 1897.

[2]) RICHARD LORENZ macht mit Recht darauf aufmerksam, daß von ROSE „derartige Subhalogenide wohl angenommen, aber in keiner Weise durch Analyse oder Isolierung derselben bewiesen" sind; vgl. Monographien über angewandte Elektrochemie 21, die Elektrolyse geschmolzener Salze, Halle 1905, II. Teil, S. 58. — Auch R. ZSIGMONDY hat sich in ähnlichem Sinne ausgesprochen und macht im Anschluß an die Besprechung des CASSIUSschen Purpurs darauf aufmerksam, daß von Chemikern der älteren Schule vielfach Körper, die heute auf Grund eingehender Kenntnis der Kolloide, ihrer Beschaffenheit und Reaktionen als kolloidale Lösungen, als Kolloidverbindungen oder kolloidale Gemenge angesehen werden, für chemische Verbindungen gehalten worden sind (vgl. ZSIGMONDY, Zur Kenntnis der Kolloide, G. Fischer, Jena 1905, S. 54—59).

[3]) ELSTER und GEITEL, Wied. Ann. 59, 487, 1896.

in Magdeburg verdanke. Ich ließ mit Rücksicht auf die beabsichtigte optische Untersuchung eine größere Anzahl Stücke im Format von etwa $10 \times 5 \times 3$ mm nach den Würfelflächen sauber spalten und beschickte Röhren von Verbrennungsglas je mit etwa vier bis acht Stück hiervon. Die Röhren wurden mit der Luftpumpe in Verbindung gesetzt und unter fortgesetzter kräftiger Evakuierung längere Zeit bei etwa 600° gründlich ausgeglüht, um die Steinsalzstücke vollkommen wasserfrei zu machen. Hierauf wurde aus einem Ansatzrohr, das aus mehreren, durch Kapillaren verbundenen Glaskugeln bestand, reines metallisches Natrium oder Kalium so hineindestilliert, daß es sich in der Menge von etwa einem Cubikcentimeter in der Nähe der Steinsalzstücke mit metallisch glänzender Oberfläche abschied. Durch eine besondere Gestaltung der Röhre wurde es vermieden, daß hierbei schon die Steinsalzstücke vom Alkalidampf umspült wurden. Hierauf wurde noch einmal evakuiert, mit verdünntem Wasserstoff gefüllt und nun die eigentliche Präparatenröhre [1]) abgeschmolzen.

Die künstliche Färbung der Steinsalzkristalle mit Alkalidampf vollzieht man am vorteilhaftesten in der Weise, daß man die Präparatenröhre in einen vertikalen elektrischen Ofen von Heraeus stellt und zur Erzielung einer möglichst dichten Färbung ungefähr eine halbe Stunde bei einer etwa 50 bis 80° unterhalb der Siedetemperatur des Alkalimetalls liegenden Temperatur erhitzt, also bei etwa 680° bei Anwendung von Natrium und bei etwa 590° bei Anwendung von Kalium. Diese Temperaturen sind deshalb ein Optimum, weil bei niederer Temperatur infolge des zu geringen Dampfdruckes die Färbung ganz merklich länger dauert und auch unvollkommener ausfällt und bei höherer Temperatur der Alkalidampf wieder aus dem Steinsalz herausdestilliert und von den Glaswänden gebunden wird, wodurch der Kristall wieder entfärbt wird. Die Temperatur ist ferner bedingt durch den Schmelzpunkt des Steinsalzes, der bei etwa 800°, und die Erweichungstemperatur des benutzten Verbrennungsglases, die bei etwa 700° liegt. Nach dem Erhitzen nimmt man die Präparatenröhre aus dem Ofen heraus und läßt sie, um ein äußerliches

[1]) Solche Präparatenröhren können von der Firma C. Zeiss in Jena fertig bezogen werden.

Verschmieren der gefärbten Steinsalzstücke mit Alkalidampf zu vermeiden, in vertikaler Stellung abkühlen, wobei sich das überschüssige Alkalimetall wieder unten im Gefäß metallisch niederschlägt. Nach dem vollständigen Erkalten zerschlägt man die Röhren vorsichtig, ohne die Steinsalze zu zerbrechen, spült letztere ganz kurze Zeit in Wasser und in verdünnter Salzsäure ab und trocknet sie. Zur makroskopischen Untersuchung der Färbung, Umfärbung und Entfärbung sind die Präparate bereits fertig. Für die Zwecke der ultramikroskopischen Untersuchung muß man sie an zwei anstoßenden Flächen noch einmal sorgfältig möglichst kritzchenfrei polieren und die polierten Flächen durch aufgekittete Deckgläschen dauerhaft machen [1]).

Die einzelnen Stücke sind in der Regel gelb, braun oder grün gefärbt, zum Teil auch bereits blau. Es ist sehr merkwürdig an ihnen, daß sie durch nachträgliches Erhitzen in der freien Flamme mit steigender Temperatur blau, dann violettrot, wieder gelblich und endlich farblos werden (vgl. GIESEL und KREUTZ, l. c.). Die Entfärbung findet ziemlich schnell in der Nähe der Siedetemperatur von Natrium bzw. Kalium statt, was schon darauf schließen läßt, daß es sich bei der Entfärbung um ein Herausdestillieren von freiem Alkalimetall handelt. Es ist charakteristisch, daß verschiedene Stücke in derselben Präparatenröhre durchaus nicht immer gleich gefärbt werden, was freilich nach der mikroskopischen Untersuchung nicht weiter auffällig erscheint. Dieselbe lehrt, worauf später noch eingegangen werden soll, daß dasselbe Stück in seinem Innern je nach seiner ultramikroskopischen Spaltenstruktur von cbμ zu cbμ verschiedene Färbungen aufweist (vgl. auch die beigefügte Farbentafel).

Subtraktive Färbungen durch Ionisation. Die subtraktive Färbung von festem [2]) farblosen Steinsalz wird bekanntlich durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen (GOLDSTEIN), mit radioaktiven Emanationen (BECQUEREL), ultraviolettem Licht

[1]) Derartige für ultramikroskopische Untersuchung fertige Präparate sind ebenfalls von ZEISS in Jena zu beziehen.

[2]) Geschmolzenes NaCl liefert durch Elektrolyse ebenfalls meist blau gefärbte Produkte, in welchen R. BUNSEN und G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. **113**, 345, 1861, Subchloride vermuteten. Nach L. STOCKEM, ZS. f. angew. Chem. **17**, 431, 1904, findet jedoch hierbei eine Bildung von Chlorür nicht statt (vgl. auch S. 286, Anm. 1 dieser Mitteilung).

(GOLDSTEIN) und Röntgenstrahlen (HOLZKNECHT), sowie durch Einwirkung elektrischer Funken (PEARSALL) ausgeführt. Mit Röntgenstrahlen erhält man nach langandauernder sehr intensiver Bestrahlung nur eine äußerst schwache, lichtempfindliche, die ganze Substanz durchdringende gelbliche Färbung. Die Kathodenstrahlen färben bekanntlich nur eine dünne Oberflächenschicht, die vom Verfasser in Übereinstimmung mit früheren Angaben[1]) durch direkte mikroskopische Messung zu 0,5 bis 1 μ Dicke bestimmt wurde. Zu starke Bestrahlung mit Kathodenstrahlen erzeugt statt der meist gelben und braunen Nachfarben durch sekundäre Erhitzung Blau als Erhitzungsfarbe (GOLDSTEIN). Die Radiumstrahlen erzeugen je nach Dauer und Intensität der Bestrahlung eine mit abnehmender Intensität sich auf mehrere Millimeter ins Innere des festen Kristalls erstreckende meist braune Nachfarbe, die durch vorsichtiges Erhitzen ebenfalls in Blau übergeht. Ein ausgezeichnetes Präparat verdanke ich der Liebenswürdigkeit des Herrn GIESEL.

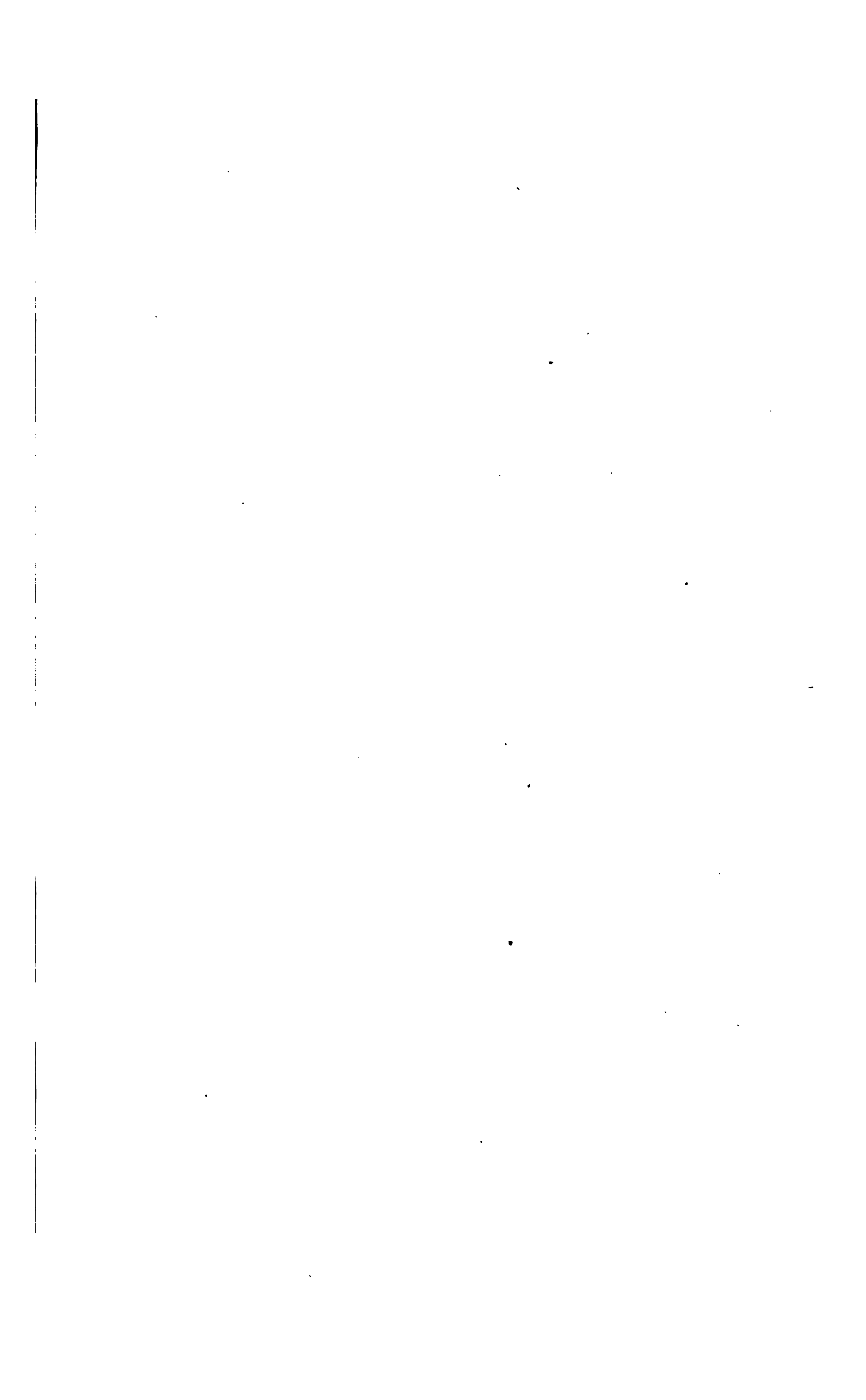
Der trotz einiger Abweichungen in Einzelheiten im wesentlichen ähnliche Charakter aller dieser natürlichen und künstlichen Färbungen, wie auch die übereinstimmenden Farbenwandlungen durch Erwärmen und Abkühlen, hat die Vermutung nahe gelegt, daß es sich hierbei um dasselbe färbende Agens handele, das in verschiedenen Modifikationen auftritt (GOLDSTEIN[2]). Auf Grund der photoelektrischen Eigenschaften haben bereits ELSTER und GEITEL (l. c.) es als möglich angesehen, daß bei der subtraktiven Färbung die Reduktion des Salzes bis zum freien Metall fortschreitet, das dann mit der Substanz des Salzes eine farbige feste Lösung bildet. E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT (l. c.) nehmen das Auftreten von Subchloriden an[3])[4]).

[1]) E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. 54, 620, 1895.

[2]) E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. 60, 499, 1897.

[3]) Ich übergehe hier die früheren Erklärungsversuche, von denen die älteren bei KREUTZ (l. c.) und die moderneren bei E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT (l. c.) zusammengestellt und kritisiert sind.

[4]) Für die geologische Erklärung des natürlich vorkommenden Steinsalzes kann vom physikalischen Standpunkte aus die Möglichkeit des Auftretens von ungeheuren radioaktiven Emanationen zurzeit oder nach der Ausscheidung des Steinsalzes in Betracht kommen. Das Vorkommen gefärbter Lager könnte nach Herrn GEITEL als Indikation auf das Vorhandensein von größeren Lagern dieser radioaktiven Stoffe in der Nähe dienen. Nach



Steinsalzfärbungen durch ultramikroskopische Natrium-Teilchen.

Vergrösserung 1000fach.

Die Rahmen der Bilder sind nach den Würfelkanten orientirt.

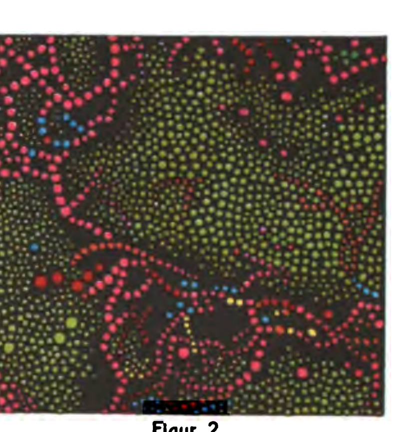



Figur 1.

Durch Erhitzen mit Na-Dampf in verdünnter H-Athmosphäre

künstlich gefärbt.

Färbung im durchfallenden Lichte **blau** an den Stellen, wo im Bilde die rostbraunen Beugungsscheiben vorhanden sind, im übrigen **gelb.**



Figur 2.

Behandelt wie 1. Nach dem Abkühlen noch einmal auf ca. 500° erhitzt und schnell gekühlt,

künstlich umgefärbt.

Färbung im durchfallenden Licht ursprünglich wie 1, nach dem nachträglichen Erhitzen und Abkühlen tief violett. Aus den wolkenförmig angeordneten, ursprünglich rostbraunen Teilchen sind grüne Teilchen entstanden, welche rot färben; die mehr kettenförmig angeordneten vorwiegend rostbraunen Teilchen färben für sich blau.



Figur 3.

Natürlich gefärbtes Steinsalz, bereits teilweise ausgelaugt.

Zeigt im durchfallenden Licht blaue Streifen nach den Diagonalen; die dazwischen liegenden Partien erscheinen teils farblos, teils bläulich.

Ultramikroskopische Untersuchungen. Die ultramikroskopischen Untersuchungen, zu denen ich mich jetzt wende, bestätigen die Annahme von dem gemeinsamen Agens und lassen es, um dies gleich vorweg zu bemerken, als wahrscheinlich erscheinen, daß es sich bei diesen Färbungen im wesentlichen um Ausscheidungen von ultramikroskopischen, meist nadel- oder blättchenförmigen, buntfarbigen, zum Teil pleochroitischen, metallischen Natrium-(bzw. Kalium-)kriställchen handelt. Im einzelnen zeigen sich folgende Ergebnisse. Bis auf die zartgelben Präparate, welche offenbar infolge zu geringer Keimgröße optisch leer [1]) erscheinen, zeigen die Präparate bei intensiver Seitenbeleuchtung den Lichtkegel. Es ergibt sich weiter, wie man aus der kleinen chromolithographischen Tafel [2]) erkennt, welche dank der Munifizenz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und des Zeisswerkes dieser Mitteilung beigefügt ist, daß die Färbung bei sämtlichen Präparaten, gleichgültig wie dieselbe erzeugt ist, nicht dilut verteilt ist, sondern daß einzelne färbende Teil-

---

einer mündlichen Mitteilung desselben sind von ihm veranlaßte Bohrversuche in dieser Richtung im Staßfurter Bergwerke bisher nicht von Erfolg begleitet gewesen. Mit Rücksicht auf die gewaltigen geologischen Epochen (Mesozoicum, Tertiär und Quartär), welche hier in Betracht kommen, wäre freilich ein allmähliches Verschwinden dieser radioaktiven Stoffe wohl in Erwägung zu ziehen (nach einer mündlichen Mitteilung von Herrn Giesel). Ferner ist mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit der Färbung und ihre Empfindlichkeit gegen Eindringen von Feuchtigkeit wohl mit Sicherheit anzunehmen, daß ursprünglich die Lager in viel größerem Umfange und zum Teil auch in anderer Farbe als jetzt gefärbt waren.

[1]) Ähnlich, wie z. B. das metallische Gold, auch ohne zu färben oder Licht abzubeugen, im Glase gelöst sein kann; vgl. R. Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, Verlag von G. Fischer, Jena 1905, S. 126 und insbesondere Kapitel XVI. Amikroskopisch ist besonders die erste Nachfarbe bei Radium- und Kathodenbestrahlung von NaCl, welche aber durch Erwärmung leicht in die submikroskopische Phase übergeht (vgl. Anm. 2, S. 276).

[2]) Die Zeichnungen sind mit Hilfe eines am Mikroskop angebrachten Abbeschen Zeichenapparates hergestellt. In Fig. 2 sind die rostbraunen Teilchen etwas zu rötlich ausgefallen. Sie erschienen jedoch dem Auge tatsächlich etwas rötlicher als in den anderen Präparaten, offenbar infolge Kontrastwirkung der vielen grünen Teilchen. Erwünscht wäre die Herstellung von Mikrophotographien nach dem Dreifarbenverfahren. Die Fülle der verschiedenen beobachteten Vorkommnisse der ultramikroskopischen Strukturen von Steinsalzfärbungen soll durch die drei Figuren der Tafeln nicht entfernt erschöpft sein.

chen wie ein Pigment verteilt sind. Sie zeigen mit Rücksicht auf ihre Kleinheit beträchtlichen metallischen Glanz, der vergleichbar wird mit dem von ultramikroskopischen Gold- und Silberteilchen.

Zu den Beobachtungen genügt Objektiv *C* und Kompensationsokular 18 von ZEISS, sowie in den meisten Fällen Bogenlicht. Für besondere feine Untersuchungen bediente ich mich eines Apochromatobjektives 8 mm von ZEISS, das ich für meine Zwecke besonders korrigierte. Die Beugungsscheibchen bleiben auch bei Untersuchung mit den stärksten Systemen, z. B. homogener Immersion n. Ap. 1,30, rund, was darauf schließen läßt, daß die Teilchen nach keiner Richtung hin größer als 0,4 μ sein können. Es kommen ferner gleichfarbige Teilchen in den verschiedensten Helligkeitsstufen vor, woraus zu folgern, daß auch hier, wie bei den Goldteilchen [1]), die Farbe nicht von der Größe der ganzen Teilchen abhängen kann [2]). Zu absoluten Massen- oder Größenbestimmungen der Teilchen habe ich keinen einwandfreien Weg finden können. Am nahesten lagen noch Wägeversuche an Stücken, die dicht mit Alkalidampf gefüllt waren. Eine überschlägige Rechnung läßt jedoch bei Stücken von etwa 100 g kaum eine Gewichtsvermehrung durch die ultramikroskopischen Na-Teilchen von 1 mg erwarten. Auffällig sind die zweierlei Anordnungen von Teilchen, einerseits dichte wolkenförmige Verteilungen, in denen die farbigen Teilchen einen mittleren Abstand von etwa 2 μ und weniger besitzen und zweitens buntfarbige kettenförmige Anordnungen auf krummen oder geraden Linien. Von letzteren verraten besonders die zahlreichen nach dem Dodekaeder (vgl. Taf. I, Fig. 3) verlaufenden, daß diese Teilchen auf unzähligen Kristallspalten sitzen, welche ohne diese Teilchen unsichtbar bleiben würden. Es ist ohne weiteres klar, daß die Spaltlinien krumm erscheinen müssen, wenn die Spalten in rechtwinkeligen Stufen zu den Würfelflächen, nach welchen das Steinsalz bekanntlich vollkommen spaltbar ist, derart absetzen, daß die Höhe dieser Stufen ultramikroskopisch

---

[1]) H. SIEDENTOPF und R. ZSIGMONDY (l. c.).

[2]) Die scheinbare Größe der Beugungsscheibchen gleicher Farbe variiert natürlich mit der Helligkeit der Teilchen, analog mit Sternen verschiedener Größenklassen.

wird. Als beachtenswerte Folge ergibt sich hieraus, daß im Innern des Steinsalzkristalles eine Unzahl von freien Kanten und Ecken vorhanden sein muß.

Es ist zwar bekannt, daß das Steinsalz sehr schnell und mit viel Einschlüssen kristallisiert. Daß jedoch diese Inhomogenität der Kristallisation bis zu den kleinsten der Beobachtung zugänglichen Raumelementen sich erstrecken kann, um in den additiv gefärbten Stücken für die dichten wolkenförmigen Anordnungen des in den farblosen Kristall einwandernden Natriumdampfes Platz zu lassen, wird erst durch die ultramikroskopische Beobachtung erwiesen. Vermutlich sind an diesen Stellen von vornherein feinste Lücken bei der Ausbildung der Kristalle geblieben, in denen Reste von Mutterlauge umschlossen werden. Letztere waren jedoch vor dem Behandeln mit Na-Dampf vollkommen entfernt durch das vorhergehende bereits S. 270 erwähnte etwa halbstündige Ausglühen an der Luftpumpe bei ungefähr 600°, da sich die geringsten Spuren zurückbleibender Feuchtigkeit hier an dem Ausbleiben der Fluoreszenz bei der Behandlung mit Kathodenstrahlen verraten [1]).

In der Unregelmäßigkeit der färbenden Ausscheidung liegt ein Hauptunterschied gegen die viel homogener verteilten Goldteilchen im Rubinglase. Es ist dies nicht weiter auffällig, da bei letzterem vor dem Schmelzen des Glases das Gold ziemlich homogen in der Schmelze verteilt ist, während bei den Steinsalzkristallen die Verteilung der färbenden Teilchen ganz von der ultramikroskopischen von cbμ zu cbμ variierenden Spalten- und Löcherstruktur abhängt. Es liegt die Annahme nahe, daß sich der bei der additiven Färbung hineinwandernde Na-Dampf an den unendlich vielen freien Kanten und Ecken im Innern des Steinsalzes zum größeren Teile in Form von nicht benetzenden Natriumtröpfchen niederschlägt, die bei Abkühlung unter die Schmelztemperatur des Natriums auskristallisieren. Es ist hierbei möglich, daß sich die Tröpfchen oder Kriställchen hierauf mit einer fast molekular dünnen Schutzhaut eines Chlorids oder dergleichen überziehen, welche selbst keine Eigenfarbe besitzt und wegen ihrer Dünne optisch unwirksam und durchsichtig ist. Die

[1]) Ein Vorhandensein von Spalten war nach dieser Behandlung an den ungefärbten Stücken in keinerlei Weise nachzuweisen.

Annahme einer derartigen schützenden Schicht wird nötig, um die relative Haltbarkeit der oberflächlichen Kathodenfärbungen und die Unmöglichkeit der Entfärbung durch Einleiten von Chlor[1]) zu erklären. In letzterem Falle kann man freilich auch annehmen, daß die dampfförmigen Chlormoleküle gar nicht imstande sind, in den Kristall tiefer einzudringen. Darauf deutet möglicherweise der negative Ausfall eines Versuches, den ich anstellte, um die Kristalle statt mit Natrium mit Jod zu färben. Bei dieser Gelegenheit sei erwähnt, daß es mir auch nicht gelungen ist, eine Färbung mit Quecksilber oder mit Cadmium in den oben beschriebenen Präparatenröhren zu erzielen (s. S. 270). Vielleicht sind aber auch spezifische Attraktionskräfte im Spiele, die nur das Einwandern von Alkalimetall gestatten. — Es sei schließlich noch daran erinnert, daß die Natriumtröpfchen amikroskopisch[2]) werden müssen, sowie sie kleiner als einige $\mu\mu$ bleiben, was in den S. 273 erwähnten optisch leeren, hellgelben Präparaten der Fall zu sein scheint. Diese Präparate können aber durch nachträgliches Erhitzen Anlauffarben (vgl. Anm. 1, S. 277) zeigen, wenn hierbei die größeren Tröpfchen auf Kosten der kleineren wachsen und submikroskopisch werden.

Farbe der Einzelteilchen. Auffällig sind an sämtlichen Präparaten die zum Teil glänzenden Farben, unter denen die einzelnen ultramikroskopischen Teilchen im abgebeugten Lichte auftreten. Es zeigt sich durchweg, daß die Farbe im Spektrum fehlt oder gegen die übrigen ganz merklich geschwächt ist, welche das ganze Stück im durchfallenden Lichte zeigt, da eben die Beugung des Lichtes an den einzelnen Teilchen als Absorption wirkt. Entsprechend der größten Häufigkeit von blauem natürlichem und künstlichem Steinsalz erscheinen die meisten Teilchen von rostbrauner Farbe (vgl. Taf. I, Fig. 1 u. 3), analog den rostbraunen Goldteilchen, welche das Saphiringlas blau färben. Bei der Abkühlung erhitzter Präparate bemerkt man häufig einen

[1]) R. Abegg, Wied. Ann. 62, 425, 1897.

[2]) Je nachdem die ultramikroskopischen Teilchen sich einzeln sichtbar machen lassen oder nicht, mögen sie als submikroskopisch oder amikroskopisch bezeichnet werden. Vgl. H. Siedentopf, „Über die physikalischen Prinzipien der Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen“, Berliner klinische Wochenschrift 1904, Nr. 32.

Umschlag der rostbraunen Farbe der Natriumteilchen in eine grüne Farbe, ohne daß dabei eine Veränderung der freien Teilchenzahl zu beobachten wäre (vgl. Taf. I, Fig. 2); letztere färben für sich rot und in Gemeinschaft mit rostbraunen Teilchen violett. Die Farbenänderung von Rostbraun in Grün ist meist reversibel. Entsprechende Farbenänderungen [1]) im durchfallenden Lichte lassen sich makroskopisch sehr leicht an künstlich mit Na-Dampf dicht gefärbten Stücken durch einseitige Erwärmung mit dem Bunsenbrenner mit Hilfe der Projektion demonstrieren. — Es kommen aber nicht bloß rostbraune und grüne Beugungsscheibchen vor, sondern ebensowohl auch, wenn auch in geringerer Anzahl, gelbe, blaue, rote und violette, die zum Teil durch Erwärmen und Abkühlen reversibel ineinander übergeführt werden können. Es erscheinen gelegentlich auch farblose oder schwach bläuliche Teilchen (vgl. Taf. I, Fig. 3), wenn in den Präparaten eine Auslaugung eingetreten ist. Es ist anzunehmen, daß die Metallteilchen hierbei allmählich vollständig in farbloses NaOH umgewandelt werden.

Bei spektraler Zerlegung der vorwiegend auftretenden rostbraunen Farben erkennt man ein kontinuierliches Spektrum von 500 bis 680 $\mu\mu$. Die Hauptintensität scheint sehr wenig von der D-Linie nach dem roten Ende hin verschoben zu sein. Aber es ist charakteristisch, daß absolut keine scharf hervortretende Absorption bei der D-Linie vorhanden ist. Es scheint also die reine Eigenschwingung des einzelnen Na-Atoms durch die Beeinflussung der größeren Zahl von Na-Atomen, welche in den einzelnen submikroskopischen Teilchen enthalten sind, nach beiden Seiten des Spektrums hin diffus verbreitert zu sein. Inwieweit bei den andersfarbigen Teilchen die Verschiebung des Absorptionsmaximums nach dem grünen oder roten Ende des Spektrums durch Annäherung oder Entfernung innerhalb der einzelnen Gruppen in den Teilchen zurückzuführen ist, bleibt weiteren Beobachtungen

---

[1]) Die durchgreifende Analogie mit den Anlauffarben bei Goldrubin-, Silber- usw. Gläsern wird hierbei offensichtlich. Es ist jedoch bemerkenswert, daß die Skala der auftretenden Farben bei den Alkalimetallen eine viel reichere ist. Es gelingt manchmal, die Farben des ganzen Spektrums auf einem Stück anlaufen zu lassen (vgl. auch Giesel, l. c.).

und Messungen, insbesondere bei höheren Temperaturen[1]), vorbehalten. — Bemerkenswert ist, daß im ultravioletten Teile des Spektrums bis zu 220 $\mu\mu$ hin keine[2]) auffällige Absorptionsbande im natürlich oder irgendwie künstlich gefärbten Steinsalz aufzufinden ist, wie aus einer größeren Anzahl Spektrogramme hervorgeht, welche Herr Dr. HENKER mit Hilfe des großen Spektrographen für ultraviolettes Licht der Firma ZEISS anzufertigen die Freundlichkeit hatte.

Pseudofluoreszenz. Bei mit Na-Dampf intensiv gefärbten Stücken bemerkt man deutlich das Phänomen des sogenannten Pseudopleochroismus oder der Pseudofluoreszenz. Hierunter verstehe ich die bei gewissen Körpern, welche den TYNDALLschen Lichtkegel zeigen, auftretende Erscheinung, auf schwarzem Hintergrunde (im auffallenden Lichte) eine andere Farbe zu zeigen, als auf weißem Untergrunde (im durchfallenden Lichte), wenn die Erscheinung darauf beruht, daß in ersterem Falle die Farbe des Körpers durch das von den einzelnen ultramikroskopischen Teilchen abgebeugte Licht sichtbar wird, während auf weißem Hintergrunde oder im durchfallenden Lichte das Präparat in derjenigen Farbe erscheint, welche nicht von den ultramikroskopischen Teilchen abgebeugt wird. Besonders geeignete Beispiele bieten hierfür ferner das blaue Saphiringlas und das gelbe Silberglas. Je nachdem der Untergrund hell oder dunkel ist, erscheint das erstere blau oder rostbraun, das letztere blauviolett oder gelb. Diese Erscheinung ist irrtümlich sehr oft als Fluoreszenz oder Irisieren gedeutet worden. Sie ist jedoch im allgemeinen, d. h. bei isotropen Körpern, sehr leicht mit Hilfe eines Analysators von Fluoreszenz zu unterscheiden. Daß natürlich blaues Steinsalz im allgemeinen diese Erscheinung nicht zeigt, liegt daran, daß es

---

[1]) Die hierzu nötigen besonderen Apparate sind in der optischen Werkstätte von ZEISS in Vorbereitung. — Zur theoretischen Behandlung vgl. die von M. PLANCK (Ann. d. Phys. (4) **1**, 92, 1900 und Ber. Berl. Akad. 1902, 1. Mai) entwickelte Dispersionstheorie in isotropen Nichtleitern. — Ferner DRUDE, Wied. Ann. **48**, 536, 1893 und H. A. LORENTZ, La théorie electromagnétique de MAXWELL, Leiden 1892.

[2]) Wenn die Teilchen aus reinem Natrium bestehen, so folgt hieraus, daß letzteres für ultraviolett in dünnen Schichten durchlässig ist, was sich an dünnen Häuten von Natrium, die nach dem WOODschen Verfahren (aber in Kölbchen aus geschmolzenem Quarz) hergestellt werden können, leicht prüfen ließe.

die färbenden Teilchen in merklich geringerer Zahl und Größe enthält als die künstlich intensiv gefärbten. Es verliert somit ein Unterschied seine Bedeutung, der von KREUTZ und GIESEL (l. c.) auf Grund dieser als wahre Fluoreszenz aufgefaßten Erscheinung zwischen natürlich und künstlich blau gefärbtem Steinsalz konstruiert wurde.

Resonanz. Das gefärbte Steinsalz gehört nach obigem zu denjenigen Körpern, die submikroskopische Teilchen sehr verschiedener Farbe enthalten, wie z. B. Gold-, Silber-, Kupfergläser, kolloidale Metallösungen u. a. Diese Einzelteilchen behalten ihre Farbe nicht konstant, sondern können sie beim Erwärmen (Steinsalz), bei Belichtung (Hyrgol), Elektrolytzusatz (rote kolloidale Goldlösung) usw. verändern. Da die Teilchen jedenfalls nach allen Dimensionen ultramikroskopisch sind, kann die Ursache der Färbung nicht auf bekannte Interferenz- oder Beugungsphänomene zurückgeführt werden. Es ist ferner für sie besonders charakteristisch, daß ein und dasselbe Teilchen seine Farbe, d. h. also die Farbe des an ihm abgebeugten Lichtes, nicht merklich ändert, wenn es gegen die beleuchtenden Strahlen irgendwie anders gestellt wird. Man kann sich hiervon am besten bei kolloidalen Silberlösungen [1]) überzeugen, deren Einzelteilchen bei ihren unregelmäßigen Translations- und Oszillationsbewegungen nicht stets dieselbe Seite dem Beschauer zukehren; eine Farbenänderung wird hierbei niemals bemerkbar. Die bloße Annahme einer rein molekularen Resonanz ist nicht ausreichend, die Fülle der verschiedenen Farben und reversiblen wie irreversiblen Farbenänderungen, deren die Farbteilchen im Steinsalz in so hohem Maße fähig sind, zu erklären. Es bleibt wohl nur die Annahme, daß ein solches Teilchen in Gruppen zu schwingen vermag, die eine größere Anzahl Moleküle enthalten. Diese Annahme ist vor kurzem von F. KIRCHNER und R. ZSIGMONDY [2]) für die Ursache der Farbenänderung von Goldgelatinepräparaten mit einigem Erfolg herangezogen worden. In der gleichen Weise erklärt schon

---

[1]) Sehr geeignet ist Collargol aus der chemischen Fabrik von HEYDEN, Dresden-Radebeul.

[2]) F. KIRCHNER und R. ZSIGMONDY, Ann. d. Phys. (4) 15, 573, 1904 und R. ZSIGMONDY, Zur Erkenntnis der Kolloide, Verlag von Gust. Fischer, Jena 1905, S. 113 ff.

W. WOOD [1]) die glänzenden Farben und Farbenänderungen an dünnen Häuten von Alkalimetallen, die durch Destillation im Vakuum hergestellt werden. Besonders letztere Erscheinungen berühren sich mit den vorstehend beschriebenen sehr nahe. Daß schließlich die Teilchen keinesfalls etwa nahezu kugelförmig [2]) sind, ergibt sich aus folgenden Beobachtungen des Polarisationszustandes.

Polarisation der Farbteilchen. Im allgemeinen liegt die Polarisation des von ultramikroskopischen Teilchen abgebeugten Lichtes parallel der Hauptbeugungsebene, d. h. in unserem Falle parallel derjenigen Ebene, welche durch die Hauptachse der beleuchtenden und der abgebeugten Strahlen gelegt wird, in Übereinstimmung mit der bekannten Theorie von RAYLEIGH. Die Polarisation ist dabei um so vollständiger linear, je kleiner die betreffenden Teilchen sind. Diese Theorie gilt unter der Annahme von Körpern, welche nach jeder Dimension hin sehr klein gegen die Wellenlänge sind. Nähern sich aber eine oder zwei Dimensionen der ultramikroskopischen Teilchen der Größe der Wellenlänge, z. B. bei nadel- oder blättchenförmigen Teilchen, so daß sie zwar noch merklich kleiner bleiben als diese, nicht aber mehr dagegen zu vernachlässigen sind, so muß eine andere Polarisation statthaben, die sich richtet nach der Stellung der Längsrichtung der Teilchen gegen die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes. Es folgt dies aus Versuchen über die Polarisation des Lichtes an engen Spalten und submikroskopischen Gittern von FIZEAU, KUNDT, DU BOIS und RUBENS, AMBRONN und BRAUN [3]). Es ist zu bemerken, daß die Versuche dieser Autoren mit Spalten oder Gittern angestellt sind, deren Länge weit größer als die Wellenlänge des benutzten Lichtes war, während die

---

[1]) W. WOOD, Phil. Mag. (6) 3, 396, 1902. A suspected case of the electrical resonance of minut metal particles for Lightwaves. A new Type of Absorption.

[2]) Mit Rücksicht auf Einwendungen von F. POCKELS (Physik. Zeitschr. 5, 152, 1904) gegen die Zulässigkeit der Annahme der Teilchenresonanz bei Kugelgestalt.

[3]) FIZEAU, Pogg. Ann. **116**, 488, 1852. DU BOIS, Wied. Ann. **46**, 542, 1892; **48**, 546, 1893. DU BOIS und RUBENS, ebenda **49**, 503, 1893. H. AMBRONN, ebenda **48**, 717, 1893. A. KUNDT, ebenda **27**, 59, 1886. F. BRAUN, Ann. d. Phys. (4) **16**, 1 u. 238, 1905.

Breite natürlich kleiner als diese blieb. In unserem Falle dagegen ist bereits die längste der in Betracht kommenden Dimensionen kleiner als diese. Sie ist offenbar äquivalent der Richtung der Spaltbreite anzusetzen, wenn wir annehmen, daß z. B. bei nadelförmigen Teilchen die beiden anderen merklich kleineren Dimensionen im Sinne der RAYLEIGHschen Theorie normal auf die Polarisation wirken. Ist diese Annahme richtig, so würde die Regel obiger Autoren in Anwendung auf submikroskopische Nadeln besagen, daß diese bei Parallelstellung zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes am stärksten abbeugen. Weitere Schlüsse aus den hier vorliegenden Erscheinungen wird man freilich erst dann ziehen können, wenn wir bereits im Besitz einer auf diese besonderen Fälle durchgeführten elektromagnetischen Theorie[1]) wären, worauf bereits F. BRAUN (l. c.) hinweist.

Die experimentelle Untersuchung der Polarisationsverhältnisse der einzelnen Beugungsscheibchen im Steinsalz, die von den färbenden ultramikroskopischen Teilchen im Mikroskop erzeugt werden, lehrt nun, daß eine große Anzahl derselben anomal, d. h. nicht nach der Hauptbeugungsebene polarisiert ist, sondern daß viele ihr Intensitätsmaximum in irgend einem anderen Azimut besitzen können, und des weiteren, daß aus der Polarisationsrichtung eines Teilchens durchaus nicht auf die eines benachbarten geschlossen werden kann, sondern daß jedes Teilchen vollkommen unabhängig vom benachbarten, im allgemeinen anders als dieses polarisiert ist.

Die mikroskopische Beobachtung dieser Verhältnisse stellt man am besten folgendermaßen an. Man scheidet im Bilde die normal polarisierten Teilchen bequem dadurch aus, daß man die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes senkrecht zur Hauptbeugungsebene stellt. Dann sind die Teilchen, deren Polarisation der RAYLEIGHschen Theorie entspricht, ausgelöscht. Es sind dies im allgemeinen die ziemlich homogenen wolkenförmigen Anordnungen der lichtschwächeren Teilchen. Daß nun die übrigbleibenden, anomal polarisierten Teilchen unter sich durchaus nicht gleich, sondern vielmehr nach allen möglichen Azimuten je nach ihrer zufälligen Lagerung gegen die Hauptbeugungsebene polari-

[1]) Von vorliegenden Arbeiten sind zu nennen: J. J. THOMSON, Recent researches in electricity and magnetism, Oxford 1893; F. HASENÖHRL, Wien. Sitzber., Nov. 1902; F. EHRENHAFT, ebenda, Juli 1905.

siert sind, erkennt man am bequemsten, wenn man auf das Okular des Mikroskops einen rotierenden Analysator setzt. Der Antrieb desselben wird zweckmäßig durch eine Uhrfeder besorgt und die Geschwindigkeit so reguliert, daß der Analysator pro Sekunde ein bis zwei Umdrehungen macht [1]). Es ist dann sofort evident, daß die Teilchen nicht gleichzeitig, sondern in irgend welchem Takt ausgelöscht werden, woraus folgt, daß sie nach den verschiedensten Azimuten polarisiert sein müssen. Diese Erscheinung tritt übrigens nicht bloß bei den färbenden Teilchen des Steinsalzes auf, hier insbesondere bei den kettenförmig angeordneten, sondern durchweg auch z. B. bei den orangefarbenen Goldteilchen, welche die blaue Farbe des Saphiringlases verursachen. Die anomale Polarisation scheint, wie mich zahlreiche Versuche gelehrt haben, eine ziemlich allgemein verbreitete Eigenschaft der größeren submikroskopischen Metallteilchen zu sein. Ich will hier noch erwähnen, daß nicht bloß bei dem Arrangement ultramikroskopischer Beobachtungen, welches ich in Gemeinschaft mit R. ZSIGMONDY (l. c.) beschrieben habe, also bei orthogonaler Anordnung der Beleuchtungs- und Beobachtungseinrichtung diese anomale Polarisation zu konstatieren ist, sondern ebensowohl auch bei koachsialer Anordnung [2]), bei welcher ich die notwendige Dunkelfeldbeleuchtung durch geeignete Abblendung an der kleinen Frontlinse des zur Beobachtung benutzten Immersionsobjektivs realisierte. Die Präparate kamen bei dieser Beobachtungsart entweder in feinen Dünnschnitten oder direkt als Kathodenpräparate zur Anwendung.

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich ein zwingender Schluß auf erhebliche Abweichung der Teilchen von der Form iso-

---

[1]) Solche ausklappbare, rotierende Analysatoren, die auf den Mikroskoptubus aufsetzbar sind, werden nach den Angaben des Verf. von ZEISS in Jena konstruiert. Sie sind auch zur Untersuchung des Dichroismus inhomogener Objekte vorteilhafter als die gebräuchlichen dichroskopischen Okulare, da bei zusammengesetzteren Strukturen das Identifizieren der nebeneinander gestellten Farbbilder in den Einzelheiten ungleich schwieriger ist als das nacheinander des Farbenwechsels mit Hilfe eines rotierenden Analysators.

[2]) H. SIEDENTOPF, Journal of the Royal Microscopical Society, London S. 573, 1903; Berl. klin. Wochenschr., Nr. 32, 1904. Vgl. auch Druckschriften von C. ZEISS, Beschreibung der Einrichtungen zur Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen, Jena 1904.

troper Kugeln. Denn bei orthogonaler Anordnung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung definieren diese Richtungen unter der Annahme eines isotropen kugelförmigen Teilchens im Schnittpunkte beider eine Symmetrieebene, wenn das einfallende Licht natürliches Licht ist oder parallel bzw. senkrecht zu dieser Ebene polarisiert ist. Die Erscheinungen im mikroskopischen Bilde müssen dann notwendig dieser Symmetrie unterworfen sein, da die Abbildung durch die Mikroskoplinsen keine unsymmetrische Drehung der Polarisationsebene herbeiführen kann. Es darf also nach dieser Symmetriebetrachtung die Polarisationsebene der beobachteten Beugungsscheibchen nur parallel oder senkrecht zu dieser Symmetrieebene liegen, nicht aber unter allen möglichen Azimuten unsymmetrisch dagegen geneigt. Die Beobachtung ergibt nun aber eine solche anomale Polarisation, die auch ungeändert bleibt, wenn man mit Hilfe der Mikrometerschrauben am Mikroskoptische die Teilchen in verschiedene Stellen des Gesichtsfeldes bringt. Da sonst nichts vorhanden ist, was jene Symmetrie stören könnte, so folgt mit absoluter Strenge, daß diese Teilchen nicht als isotrope Kugeln aufgefaßt werden dürfen. Die Annahme nun, daß eine optische Anisotropie der Teilchen allein diese Drehungen der Polarisationsebene im abgebeugten Lichte verursachen könne, halte ich für wenig überzeugend. Es würde dies auf unwahrscheinliche Annahmen über die Größe der Doppelbrechung in diesen kleinen Teilchen führen. Dagegen geben die S. 14 erwähnten Beobachtungen über Polarisation an Spalten, die nach dem Babinetschen Theorem durch Stäbchen ersetzbar sind, eine einfache Erklärung der anomalen Polarisation durch die Annahme nadelförmiger oder blättchenförmiger Gestalt der Teilchen an die Hand. Für die theoretische Behandlung wäre eine Erweiterung der von Hasenöhrl (l. c.) gegebenen allgemeinen Formeln auf Ellipsoide in Angriff zu nehmen. Dieselbe müßte insbesondere Rechenschaft geben über die Relationen zwischen der Drehung der Polarisationsrichtungen der Beugungsscheiben als Funktion der Drehung der Polarisationsebene des einfallenden Lichtes. Ausführliche experimentelle Daten über diese Relationen beabsichtige ich gesondert von dieser Mitteilung zu veröffentlichen.

Vom kristallographischen Standpunkte aus ist die Annahme nadel- oder blättchenförmiger Natriumkriställchen im gefärbten

Steinsalz besonders naheliegend, da es sich um Kristallisationen im Innern des festen Salzes parallel zu den zahllosen freien Kanten oder in Spaltklüften zwischen ebenen Flächen von meist amikroskopischem Abstande handelt.

Pleochroismus der Beugungsscheibchen. Außer der anomalen variablen Polarisation zeigen die meisten Farbteilchen im Steinsalz Farbenwechsel bei Drehung des Analysators, sie sind also pleochroitisch. Das ist unter anderem der Fall bei denjenigen submikroskopischen Teilchen, welche die blaue Farbe verursachen. Deren Beugungsscheibchen sind wesentlich, aber nicht vollständig, nach der Hauptbeugungsebene polarisiert. Ihr rostbrauner Farbenton wird rötlich, wenn man einen Analysator senkrecht zur Hauptbeugungsebene auf das Mikroskopokular setzt und mehr gelblich, wenn die Polarisationsebene des Analysators parallel zur Hauptbeugungsebene steht. Bei spektraler Zerlegung mit Hilfe des ABBEschen Spektralokulars erkennt man bei der letzteren Stellung des Analysators eine merkliche Schwächung des roten Endes des Spektrums, während bei der zur Hauptbeugungsebene gekreuzten Stellung der Polarisationsebene des Analysators das rote Ende seine Maximalintensität besitzt. Ähnliche Verhältnisse liegen auch bei den anderen Farbenteilchen vor; man kann ziemlich allgemein sagen, daß bei pleochroitischen Teilchen die anomale Polarisation mehr die langwelligen Farben betrifft[1]). Mit der Richtung der Teilchen kann die Erscheinung nicht zusammenhängen, da, wie wir bereits oben auseinandergesetzt haben, die Teilchen vollkommen ungeordnet liegen.

Allgemeinste Struktur der Beugungsscheibchen. Die beschriebenen ultramikroskopischen Beobachtungen an den Farbenteilchen im Steinsalz führen mit Notwendigkeit dazu, für den allgemeinsten Fall den Beugungsscheibchen viel kompliziertere Eigenschaften zuzuweisen, als gemeinhin angenommen wird. Sie können nicht bloß in beliebigen Spektralfarben oder Mischfarben auftreten, sondern letztere können auch bei spektraler Zerlegung

[1]) In einer früheren Abhandlung (Ann. d. Phys. (4) 10, 13, 1903) habe ich die merkwürdige Abbildung von Goldteilchen in Doppelscheibchen, einem roten und einem grünen, beschrieben. Eine nachträgliche Kontrolle dieser Präparate zeigte, daß das rote Scheibchen jedesmal $\perp$ zur Hauptbeugungsebene, das grüne || dazu polarisiert war und zwar bei einfallendem natürlichem Lichte.

in den verschiedenen Teilen des Spektrums verschiedene zum Teil entgegengesetzte Polarisationszustände zeigen. Feinere Unterschiede können schließlich noch in der Verteilung der Polarisation innerhalb des Beugungsscheibchens selbst [1]) und in dem Intensitätsverlauf nach den Nebenbeugungsringen hin vorhanden sein. Daraus ergibt sich eine Fülle von verschiedenen Strukturen der Scheibchen. Es ist von vornherein klar, daß, ähnlich wie bei den Gittern eine Beziehung besteht zwischen der Intensitätsverteilung der Farben in den Beugungsspektren und der Struktur der Gitter, so auch hier eine Relation gelten muß zwischen der amikroskopischen Struktur der Teilchen selbst und derjenigen der zugehörigen Beugungsscheibchen. —

Zum Schluß gebe ich eine Zusammenstellung der Gründe, welche mich zu der bereits S. 273 ausgesprochenen Annahme geführt haben, daß es sich bei den Steinsalzfärbungen im wesentlichen um Ausscheidung von ultramikroskopischen, meist nadel- oder blättchenförmigen, zum Teil pleochroitischen, metallischen Natriumkriställchen handelt, welche innerhalb des von cbμ zu cbμ variierenden ultramikroskopischen Spaltengefüges des Steinsalzes ungeordnet eingelagert sind.

Die Gründe sind:

1. die in der Nähe der Siedetemperatur von Natrium beschleunigte Entfärbung der natürlich oder künstlich gefärbten Kristalle,

2. die vollkommene Übereinstimmung der an den einzelnen ultramikroskopischen Teilchen, welche die Färbung erzeugen, beobachteten Farbenerscheinungen und insbesondere der Farbenveränderungen bei höheren Temperaturen mit den von W. Wood (l. c.) an Häuten aus reinem Natriummetall, die im Vakuum hergestellt werden, beobachteten Farben und Farbenumschlägen,

3. die halbmetallische Absorption der Teilchen, welche sich der metallischen von ultramikroskopischen Gold- und Silberteilchen nähert, und welche auf eine größere Differenz im Brechungsexponenten zwischen Teilchen und NaCl schließen lassen, als bei Annahme von Subchloriden zulässig wäre,

[1]) Ann. d. Phys. (4) 10, 12, 1903.

4. die Übereinstimmung der ultramikroskopischen Strukturen natürlich und künstlich gefärbter Steinsalze, sowie bei letzteren die Übereinstimmung der additiv und subtraktiv gefärbten,

5. das analoge ultramikroskopische Verhalten der Steinsalzfärbungen mit den durch kolloidale Metalle gefärbten Lösungen und Gläsern,

6. das Auftreten der gleichen ultramikroskopischen Teilchen bei den Färbungen, welche durch Elektrolyse von geschmolzenem [1]) Steinsalz entstehen,

7. daß bei Annahme von Subchloriden die unwahrscheinliche Hypothese sehr vieler Modifikationen derselben notwendig würde, die außerdem noch dieselben Farbeneigenschaften haben müßten, wie sie für Natriummetall von WOOD festgestellt sind,

8. daß bei künstlich additiven Färbungen mit Kalium ebenso viele und optisch mit Na_2Cl gleiche Modifikationen von NaKCl angenommen werden müßten, was ebenfalls nicht plausibel ist,

9. die photoelektrischen Eigenschaften, welche für sich allein bereits ELSTER und GEITEL (l. c.) zu der Annahme von Natriummetall als färbendes Agens geführt hatten.

Die Gründe für das Vorhandensein einer nadel- oder blättchenförmigen Gestalt beruhen

1. auf dem Auftreten der anomalen, zum Teil von Pleochroismus begleiteten Polarisation der ultramikroskopischen Farbteilchen,

2. auf der ultramikroskopischen Ausscheidung derselben auf ebenfalls ultramikroskopischen Spalten, welche zum größten Teil von fast molekular engen Dimensionen [2]) sind.

Riva, September 1905.

---

[1]) Vgl. auch R. LORENZ, ZS. f. anorg. Chem. 23, 97, 1900 über Bildung von Cadmiumnebeln in Cadmiumchloridschmelzen, sowie die Monographie desselben Autors „über Elektrolyse geschmolzener Salze", Halle 1905, II. Teil, S. 59, in welcher auch bei der Schmelze von Natrium mit Natriumchlorid lediglich Na-Metallnebelbildung ohne Chlorürbildung für vorliegend erachtet wird.

[2]) Schon P. CURIE schließt in seiner Arbeit „Experimentaluntersuchungen über die Leitfähigkeit der Dielektrika" (Lum. electr. 28, 221, 1888) auf Röhren oder Kanäle im Bergkristall, welche mit der kristallographischen Hauptachse parallel laufen und deren Durchmesser von der Größenordnung der Moleküle von ihm angenommen wird.

Demonstration einer rotierenden Quecksilberluftpumpe;

von W. Gaede.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

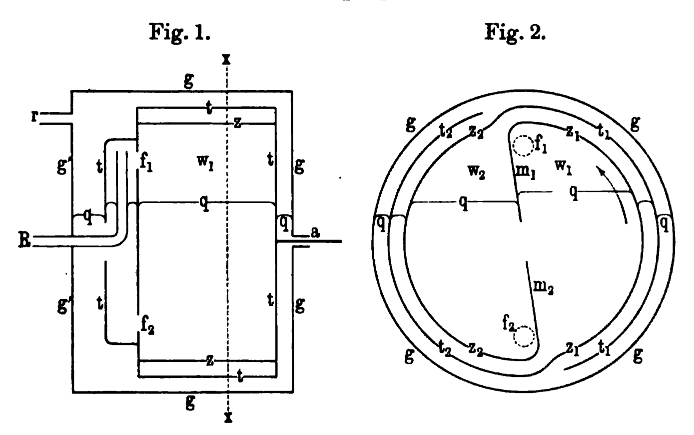
(Vgl. oben S. 256.)

Die neue, von mir konstruierte Vakuumpumpe besteht aus diesem mit Handgriff und Fuß versehenen, gußeisernen Gehäuse, das hier vorn durch eine leicht abnehmbare, 2 cm dicke Glasplatte mittels Quecksilberdichtung luftdicht geschlossen ist. Wie man durch die Glasplatte sieht, ist das Gehäuse zum Teil mit Quecksilber gefüllt, und in diesem Quecksilberbade rotiert eine solche Porzellantrommel. (Eine Porzellantrommel wird herumgegeben.)

Die Pumpe arbeitet ohne Hahn und Ventil und dient dazu, ein mittels Wasserstrahlpumpe oder Stiefelluftpumpe leicht erzielbares Vakuum von 10 bis 20 mm in kürzester Zeit bis zu den höchsten Verdünnungsgraden zu steigern. Fig. 1 gibt einen Querschnitt durch die Pumpe. g ist das Gehäuse, g' die 2 cm dicke Glasplatte, t die Trommel, welche durch die luftdicht gelagerte Achse a von außen her gedreht werden kann, z die Zwischenwände der Trommel, q die Quecksilberoberfläche, R ein Rohr, das mit den auszupumpenden Rezipienten verbunden ist und r ein mit der Wasserstrahlpumpe zu verbindendes Rohr. Mit der Wasserstrahlpumpe wird vorgepumpt, wobei das Quecksilber außerhalb der Trommel höher steht als innen. Ist das Wasserstrahlvakuum erreicht, so wird einfach durch langsames Drehen der Trommel mit der Hand oder mit einem kleinen Laboratoriumsmotor das Vakuum im Rezipienten erhöht, wodurch das Quecksilber innerhalb der Trommel höher zu stehen kommt als außerhalb. Die Fähigkeit der Trommel, infolge der Drehung zu pumpen, beruht darauf, daß die durch Zwischenwände unterteilte Trommel über der Quecksilberoberfläche nach Art der Taucherglocke Räume abschließt, deren Volumina sich durch Drehen der Trommel ändern. Die Räume mit wachsendem Volumen kommunizieren mit dem Rezipienten und

füllen sich mit dem Gase desselben. So saugt beispielsweise in Fig. 1 der sich vergrößernde Raum w_1 durch die Öffnung f_1 und das Rohr R Luft aus dem Rezipienten an. Die Räume mit kleiner werdendem Volumen sind vom Rezipienten abgeschlossen und geben ihren Gasinhalt, mit dem Vorvakuum kommunizierend, an dieses ab. Um diesen Zweck zu erreichen, ist für die Anordnung der Zwischenwände naturgemäß ein großer Spielraum vorhanden. Speziell bei dieser Pumpe habe ich die Zwischenwände so angeordnet, wie aus Fig. 2 zu ersehen ist. Hier sind die Apparatteile gezeichnet, welche durch eine in der punktiert gezeichneten Linie zur Fig. 1 errichteten Normalebene getroffen werden. g ist das Gehäuse, q der Quecksilberspiegel, t, z und m die Trommel-

Fig. 1. Fig. 2.



wände. Wie man sieht, sperren die Wände m_1 und z_1 über dem Quecksilberspiegel einen Raum w_1 ab, der bei Drehung der Trommel in der Pfeilrichtung sich vergrößert und somit durch die nicht in der Zeichenebene liegende Öffnung f_1 Gas aus dem Rezipienten ansaugt. Kommt durch Drehen der Trommel die Öffnung f unter die Quecksilberoberfläche, so haben wir die Verhältnisse wie in der linken Trommelhälfte. Das Gas im Raume w_2 ist vom Rezipienten abgeschlossen und wird durch die als Kolben wirkende Quecksilberfläche aus dem Raume w_2 unter Kompression in den Raum zwischen den Wänden z_1 und t_1 gedrängt und von hier aus bei fortgesetzter Drehung an das Vorvakuum abgegeben. Der Vorteil, welchen diese Anordnung der Wände bietet, besteht einmal darin,

daß der Weg, den das Quecksilber beim Drehen der Trommel zurücklegt, relativ klein ist, und daß somit selbst bei schnellem Drehen der Trommel das Quecksilber nie solche Geschwindigkeiten erhält, welche dem Apparat gefährlich werden könnten. Ferner ist verhütet, daß Gas aus dem Vorvakuum in das hohe Vakuum verschleppt wird. Denn diejenigen Trommelwände, welche mit dem hohen Vakuum in Verbindung zu stehen kommen, werden nie vom Gas des Vorvakuums bespült, und vor allem bleibt der größte Teil der als Kolben wirkenden Quecksilbermasse stets innerhalb der Trommel, kommt also nicht mit dem Gase des Vorvakuums in Berührung. Es ist von Interesse, sich zu überlegen, daß die Pumpe auch arbeitet, wenn wir die Wände t_1 und t_2 fortlassen und nur die Wände m_1, m_2, z_1 und z_2 verwenden, oder wenn wir m_1 und m_2 fortlassen und nur die Wände z_1, z_2, t_1 und t_2 verwenden. Allerdings besitzen diese Pumpen nicht die für die Anordnung Fig. 2 erwähnten Vorteile. So kommt man z. B. mit dem zuletzt erwähnten Modell selbst bei langsamem Drehen nicht unter 0,002 mm Druck, indem Gas aus dem Vorvakuum in das hohe Vakuum verschleppt wird. Nebenbei möchte ich noch bemerken, daß diese beiden Modelle auch umgekehrt als Motoren bei Atmosphärendruck laufen, d. h. zugleich Gasuhren sind, während die Anordnung Fig. 2 wegen der auftretenden Gaskompressionen nicht als Gasuhr verwendbar ist.

Zur Prüfung der Pumpe evakuierte ich einen Raum von $6^1/_4$ Liter, während die Trommel etwa 20 Umdrehungen in der Minute machte. Bei einem Druck von 9 mm beginnend war der Partialdruck der Luft, mit einem 300 ccm fassenden Mac Leod gemessen, in 5 Minuten 0,03 mm, in 10 Minuten 0,0018 mm, in 15 Minuten 0,00023 mm, in 20 Minuten 0,0001 mm, in 25 Minuten 0,00007 mm, in 30 Minuten 0,00007 mm. Der Druck näherte sich somit asymptotisch einem Grenzwert. Die Pumpe wurde abgestellt und in den nächsten 5 Minuten stieg der Druck, möglicherweise durch Abgabe der Gase von den Gefäßwänden, wieder auf 0,00017 mm. Zum Vergleich sei erwähnt, daß eine SPRENGEL-KAHLBAUMsche Pumpe im günstigsten Falle ein $5^1/_2$ Liter fassendes Gefäß, bei einem Drucke von 11 mm beginnend, in 30 Minuten auf 0,3 mm evakuierte. Ich verdanke diese Angabe der Mitteilung des Herrn KRAMER-Freiburg i. B., des Lieferanten der

SPRENGEL-KAHLBAUMschen Pumpen. Diese Zahlen zeigen, daß meine Pumpe trotz ihrer geringen Größe im Vergleich zu den bisher gebräuchlichen Quecksilberluftpumpen außerordentlich rasch pumpt, schätzungsweise 10 mal so rasch. Die Geschwindigkeit des Pumpens ist so groß, daß die Reibung der Gase in den Leitungsröhren sehr zu berücksichtigen ist und es sich empfiehlt, den Querschnitt im großen und ganzen nicht unter 1 qcm zu nehmen. Der prinzipielle Vorzug dieser Quecksilberluftpumpe vor den ebenfalls schnell wirkenden Ölluftpumpen liegt wie bei allen Quecksilberluftpumpen darin, daß bei Zimmertemperatur der Dampfdruck des Quecksilbers niedriger ist als der des Öls. Um die Spannkraft des Quecksilberdampfes noch mehr herabzusetzen, kann die Pumpe in ein mit Eis oder Kältemischung gefülltes Blechgefäß so eingesetzt werden, daß nur die Achse mit der Antriebsvorrichtung durch eine seitliche, abgedichtete Öffnung des Gefäßes herausragt. Nach H. HERTZ sinkt hierdurch die Spannkraft unter 0,0002 mm. Um die Wirkung der Pumpe zu demonstrieren, habe ich hier eine etwa $^3/_4$ Liter fassende elektrische Röhre an die Pumpe angesetzt. Wenn man die von den Elektroden absorbierten Gase durch etwa 15 Minuten langes Durchschicken elektrischer Entladungen zum Teil ausgetrieben hat und darauf wieder Luft in die Röhre einläßt, so ist man imstande, durch Drehen der Pumpe, während elektrische Entladungen die Röhre durchsetzen, die mit fortschreitender Verdünnung auftretenden Entladungsformen von der Glimmentladung, Schichtung, Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen bis zur Undurchlässigkeit infolge des hohen Vakuums in 1 bis 2 Minuten zu demonstrieren. Da ich keine Gelegenheit hatte, die Elektroden genügend gasfrei zu machen, wird der Versuch länger dauern. Demonstration: die elektrische Röhre wird mit einem Induktorium, das von der Firma BOAS freundlichst zur Verfügung gestellt wurde, betrieben. Bei einem Druck von etwa 5 mm beginnend ist nach etwa 3 Minuten das Vakuum so weit vorgeschritten, daß infolge des hohen Widerstandes an einer Stelle zwischen den Zuleitungsdrähten etwa 4 cm lange Funken überspringen.

Bemerkungen über die chemische Wirkung der stillen Entladung;

von E. Warburg.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

Der Vortragende besprach u. a. die verschiedenen Faktoren, welche die Ausbeute bei der Ozonisierung des Sauerstoffs durch die stille Entladung günstig beeinflussen können, unter der Voraussetzung, daß der Herd der Ozonbildung auf den leuchtenden Teil der Gasstrecke beschränkt ist. Bei einer bestimmten der Gasstrecke zugeführten Elektrizitätsmenge bzw. elektrischen Arbeit sollte

1. ein möglichst großer Teil der Gasstrecke zum Leuchten gebracht werden;

2. sollte die Temperaturerhöhung und deshalb die Stromdichte im Ozonherd möglichst klein sein, da die durch Temperaturerhöhung hervorgebrachte Gasverdünnung ungünstig wirkt;

3. sollte die Ozonkonzentration im Ozonherde, zu deren Herabsetzung der elektrische Wind beiträgt, möglichst klein sein; dieselbe kann nämlich, auch wenn in dem den Apparat verlassenden Gasstrome sehr klein, doch im Ozonherd erhebliche Werte annehmen.

Das unter 2. Gesagte trägt vielleicht zu der günstigen Wirkung der Siemensschen Ozonröhre wesentlich bei.

Über Metallstrahlen;
von Franz Streintz.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

Die Metalle Magnesium, Aluminium, Zink und Cadmium besitzen die Eigenschaft, sich in blankem Zustande auf mit Jodkalium getränktem Papiere abzubilden. Die Zeit, die zur Entstehung gut sichtbarer Jodbilder erforderlich ist, hängt wesentlich von der Natur der Metalle ab. Unter günstigen Verhältnissen genügt eine halbe Minute, um ein Bild eines Ringes oder Bleches von Magnesium zu erzeugen, in zwei Minuten ruft Aluminium ein Bild hervor, Zink und Cadmium dagegen bedürfen ungefähr eben so vieler Stunden als Magnesium und Aluminium Minuten.

Die genannten Metalle gehören zu den elektropositiven und stehen in der Spannungsreihe in der Ordnung + Mg, Al, Zn, Cd —. Eisen, Nickel und Kobalt, sowie die elektronegativen Metalle lassen Jodkalium unverändert.

Auch auf die photographische Platte wirken die positiven Metalle. Das Silbersalz ist aber weniger empfindlich als Jodkalium, erst nach längerer Einwirkung entsteht ein latentes Bild, das nach den gewöhnlichen Verfahren hervorgerufen und fixiert werden kann. Werden blank polierte Metallstreifen etwa 24 Stunden lang auf die photographische Schicht gelegt, dann erhält man von Magnesium ein sehr kräftiges, von Aluminium ein kräftiges Bild. Schwächer erscheint Zink, am schwächsten Cadmium.

Wie also die zur Abbildung auf Jodkaliumpapier erforderliche Berührungsdauer des Metalles seine Stellung in der Spannungsreihe charakterisiert, so gibt die Dichte des Bildes auf der photographischen Platte davon Zeugnis.

Auch die magnetischen Metalle Kobalt, Nickel und Eisen sind imstande, das Silbersalz zu schwärzen. Doch ist hierzu eine sehr lange Berührungsdauer erforderlich. Bei einem Versuche,

der einen Monat in Anspruch nahm, erhielt man sehr gut ausgeprägte Bilder. Von einem Streifen aus blankem Kupfer, der neben den magnetischen Metallen gleichfalls auf die Schicht aufgelegt worden war, fand sich dagegen keine Spur einer Abbildung.

Wird das zu untersuchende Metall nicht unmittelbar nach dem Polieren auf das Papier oder die Schicht gelegt, dann ist seine Wirkung bedeutend herabgesetzt und zwar um so rascher, je positiver, also leichter oxydierbar das Metall ist. Die Alkalimetalle überziehen sich auch in trockener Luft augenblicklich mit einer Schicht von Oxyd. Trotzdem war es möglich, von Kalium, Natrium und Lithium Bilder zu erhalten. Gewöhnlich werden diese Metalle in einem flüssigen Kohlenwasserstoff aufbewahrt, um sie vor dem Angriffe feuchter Luft zu schützen. Allein sie überziehen sich auch darin mit einer Kruste, weil der Kohlenwasserstoff etwas Sauerstoff aus der Luft aufnimmt. Wird nun die photographische Platte in ein Bad von Petroleumäther gebracht, die zu prüfenden Metalle darin zerschnitten und mit ihren Schnittflächen leicht gegen die Platten angedrückt, dann erhält man beim Entwickeln der gereinigten Platten klare Bilder. Eine Berührungsdauer von drei Stunden genügt, um zu zeigen, daß die Spannungsreihe + K, Na, Li — durch die Dichte der entstandenen Bilder graphisch dargestellt wird.

In einer Atmosphäre von sorgfältig getrockneter Kohlensäure wirken die Metalle auch in blankem Zustande nicht ein. Es erscheint somit kaum zweifelhaft, daß es der eingeleitete Oxydationsprozeß ist, der die Abbildung erzeugt.

Mit der Entfernung des Metalles von der Schicht nimmt die Wirkung beträchtlich ab. Werden z. B. zwei Ringe, ein kleinerer aus Magnalium, ein größerer aus Aluminium, schief auf die Platte gelegt, so daß sie an einer Stelle direkt auf der Schicht liegen, an einer gegenüberliegenden jedoch auf einem 0,5 mm dicken Streifen von Glimmer oder Hartgummi ruhen, dann erhält man nur an den Stellen, wo die Ringe nicht auf dem Streifen liegen, ihre Stücke abgebildet. Die Bilder verbreitern sich mit wachsender Dicke der Luftschicht zwischen Ring und Platte. Die Ränder werden unscharf. Endlich erscheint das ganze Feld wie mit Licht erfüllt; die Grenzen der isolierenden Streifen heben sich

scharf und dunkel von der Umgebung ab. Es hat also eine zerstreuende Wirkung durch die Luft stattgefunden.

Die Erscheinung hat somit den Charakter einer Strahlung und soll als Metallstrahlung bezeichnet werden. Der chemische Prozeß der Oxydation würde demnach durch Strahlen eingeleitet werden. Einige Versuche machen es wahrscheinlich, daß auch andere chemische Prozesse, so z. B. die Verbindung eines Metalles mit Schwefel, auf strahlende Vorgänge zurückzuführen sind.

Es liegt nahe, in dem von NERNST mit so großem Erfolge in die Elektrochemie eingeführten elektrolytischen Lösungsdrucke den Urheber der Strahlung zu vermuten. Durch den Lösungsdruck werden positive Ionen (Metallionen) in die Umgebung des Metalles entsandt. Die umgebende Luft erhält dadurch positive, das Metall selbst negative Ladung. Die Wirkung wird um so kräftiger eintreten, je größer der Lösungsdruck oder mit einem anderen Worte, je elektropositiver das betreffende Metall ist. Durch den Stoß der Metallionen tritt eine Volumionisation der Luft ein; dadurch wird das Silbersalz der photographischen Platte oder die Jodkaliumlösung des Papieres gleichfalls ionisiert.

Nun muß aber durch den Ionenstoß die Luft leitend werden und es entsteht die Frage, ob dieses Leitvermögen nachgewiesen werden kann. Versuche in dieser Richtung wurden zunächst mit einem Galvanometer angestellt; sie blieben ohne Erfolg. Die Strahlen scheinen, wie aus den graphischen Versuchen hervorgeht, wenig durchdringend zu sein. Nach der Hypothese sollen sie ja Verwandte der im α-Bündel der Becquerelstrahlen enthaltenen sein. Sie unterliegen auch, wie aus den Versuchen mit den Ringen hervorgeht, einer starken Dispersion in der umgebenden Luft.

Mit Hilfe einer elektrostatischen Methode ist es möglich, eine Änderung der Leitfähigkeit nachzuweisen. Die zu prüfenden Metalle werden in der Form von quadratischen Platten zu Kondensatoren zusammengestellt und erhalten entsprechende positive oder negative Ladungen. Die Abnahme der Ladung eines solchen Plattenkondensators mit der Zeit nach seiner Trennung von der Elektrizitätsquelle ist an einem Elektrometer messend zu verfolgen. Ein aus einem elektronegativen Metalle hergestellter kongruenter Kondensator wird dann in derselben Weise zu be-

handeln sein. Zur Ausführung der Vergleiche ist nicht nur eine möglichst vollkommene, sondern auch eine unveränderliche Isolation erforderlich. Nach mehreren Mißerfolgen zeigte es sich, daß dieser Bedingung nur zwei Nichtleiter genügten: Bernstein und Paraffin. Die Quadranten des DOLEZALEKschen Elektrometers standen auf Bernstein. Die Zuleitung zur Nadel dagegen war nur durch Hartgummi isoliert. Die zu untersuchenden Ladungen mußten daher, auch wenn sie größer waren, einem Quadrantenpaare mitgeteilt werden. Die Achse des Schlüssels für die wechselnden Verbindungen zwischen Erde, Quadrant, Kondensator und Elektrizitätsquelle bestand aus einem Bernsteinzylinder. Die wechselnden Kontakte wurden durch weiche Platinspiralen, die auf polierte Nickelplatten sanft drückten, vermittelt. Die Nickelplatten waren in eine dicke Platte von Paraffin eingelassen. Der Schlüssel und der Kommutator befanden sich in einem mit einem Deckel versehenen Kasten von Zinkblech, der durch Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd trocken gehalten wurde. Aus einem schmalen Schlitz des Kastens ragte ein Bernsteingriff hervor, der die Umlegung des Schlüssels ermöglichte. Das Elektrometer stand unter einer mit Stanniol bekleideten Kappe, die wie der Blechkasten zur Erde abgeleitet war. Der Verbindungsdraht von Schlüssel und Elektrometer stak in einem Glasrohr, das an drei Stellen durch Scheiben von Paraffin gehalten, konzentrisch in einem weiten, 3 m langen und ebenfalls zur Erde geleiteten Metallrohr lag. Der Kondensator endlich befand sich in einem geerdeten Kupferkessel, der mit einer seitlichen Öffnung versehen war. Diese war mit Paraffin ausgegossen. Durch die Mitte der Öffnung wurde die in ein Glasröhrchen eingeschmolzene Leitung zur Kollektorplatte einerseits und zum Schlüssel andererseits verlegt. Auf diese Weise wurde die Isolierungsbedingung erfüllt.

Der Kupferkessel war offen und besaß am Rande eine Rinne, die mit Quecksilber angefüllt war. Ein Deckel aus gleichem Metall schloß den Kessel luft- und lichtdicht ab. Zur Einleitung der Gase waren am Kessel Ansätze von Kupferröhren angebracht. Die Gase wurden durch mehrere mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllte Waschflaschen geleitet. Es war dafür gesorgt, daß sie nur unter geringem Überdrucke — etwa in 2 bis 3 Perlen in der Sekunde — durch den Kessel flossen.

Die Versuche wurden vorläufig nur mit Kondensatoren aus gleichartigen Metallen, Magnesium und Kupfer, ausgeführt. An Stelle von Kupfer soll später das stärker elektronegative Metall Gold treten. Die verwendeten quadratischen Platten waren möglichst eben hergestellt und hatten bei einer Dicke von 3 bis 5 mm eine Seitenlänge von 51 mm. Die Magnesiumplatten wurden zunächst im Dunkeln auf feinem Karborundpapier, das auf einer ebenen Glasplatte auflag, poliert und rasch in den von Kohlensäure durchströmten Kessel gelegt. Daselbst wurden sie mittels eines Pinsels von etwa haftenden Feilspänen befreit und zum Kondensator zusammengestellt. Die zur Trennung der Platten erforderliche Luftschicht wurde durch drei winzige 0,74 mm hohe Bernsteinplättchen, die an allen Seiten poliert waren, hergestellt.

Die Kapazität c des Kondensators betrug demnach

$$c = \frac{5{,}1^2}{4 \,.\, 0{,}074\,\pi} = 28{,}0 \text{ cm oder } 3{,}11 \,.\, 10^{-11} \text{ Farad.}$$

Nachdem der Kessel mit dem Deckel bedeckt war, erfolgte die Verbindung zwischen Kollektorplatte und Quadrantenpaare. Die Nadel des Elektrometers durfte keine Ablenkung zeigen, wenn der vorher geerdete Quadrant isoliert mit der ungeladenen Kollektorplatte in Verbindung trat. Von der Erfüllung dieser Bedingung hatte man sich vor jedem Versuche zu überzeugen.

Die Ruhelage der Nadel unterlag in einer halben Stunde Schwankungen, die meist unter einem Teilstriche lagen, dessen Wert in Volt wenige Hundertstel nicht überschritt. Es konnte deshalb der geladene Kondensator in dauernder Verbindung belassen bleiben mit dem Elektrometer, dessen Kapazität 10^{-5} Mikrofarad betrug. Bei einer Ladung des Kondensators mit $\pm$ 38,7 Volt fanden sich gezählt in Minuten nach Abtrennung der Elektrizitätsquelle die auf Tabelle I enthaltenen Ladungen.

Die Nadel des Elektrometers war gleichfalls mit einer abwechselnden Ladung von $\pm$ 38,7 Volt versehen worden, um sämtliche Ausschläge nach einer Seite zu erzielen und zur Kontrolle, ob der mit Phosphorpentoxyd überzogene Quarzfaden jederzeit die genügende Leitung besaß. Die Eichung des Instrumentes geschah innerhalb des Intervalles von 8,1 bis 10,6 Volt von Zehntel zu Zehntel.

Tabelle I.

Kondensator aus Magnesiumplatten						Kondensator aus Kupfer	
in trockener Kohlensäure			in trockener Luft			in Luft	
Ladung nach	positiv Volt	negativ Volt	positiv Volt	negativ Volt	positiv Vol.	positiv Volt	negativ Volt
1 Min.	10,28	10,33	10,61	10,41	10,33	10,28	10,33
6 Min.	9,92	10,01	10,37	9,88	9,96	9,94	9,99
11 Min.	9,72	9,72	10,20	9,45	9,39	9,64	9,69
16 Min.	9,39	9,46	9,94	9,03	8,82	9,40	9,45
21 Min.	9,19	9,17	9,63	8,66	8,16	9,20	9,22

Aus der Tabelle I geht zunächst hervor, daß die Zerstreuung der Elektrizität eines Magnesiumkondensators in Kohlensäure in gleicher Weise vor sich geht, wie bei einem Kupferkondensator in gewöhnlicher Luft. Die Abnahme des Potentials in zwanzig Minuten beträgt in beiden Fällen 1,1 Volt.

Anders verhält sich der Magnesiumkondensator, sobald man trockene Luft in den Kessel treten läßt. Der zunächst positiv geladene Kondensator zeigt eine geringere Abnahme als vorher, nämlich nur 1,0 Volt.

Der Ausgangswert von 10,61 Volt eine Minute nach Trennung von der Akkumulatorenbatterie ist nicht unbeträchtlich höher. Man gewinnt den Eindruck, als wenn Magnesium durch die positive Ladung den Charakter eines edleren Metalles angenommen hätte, edler als Kupfer. Vielleicht kann man ein Metall durch entsprechende positive Ladung vor Oxydation schützen.

Wird dagegen der Kondensator in Luft negativ geladen, dann beträgt die Abnahme in zwanzig Minuten 1,75 Volt, obwohl der Ausgangswert mit 10,41 Volt etwas höher liegt als in dem mit Kohlensäure erfüllten. Es sieht aus, als wenn die größere Leitfähigkeit sich erst allmählich entwickeln würde, d. h. die Strahlen Zeit zur Ionisierung bedürften. Dieser Eindruck wird verstärkt, wenn man den Kondensator wieder mit positiver Ladung beschickt. Denn nunmehr beträgt die Abnahme in derselben Zeit 2 Volt.

Charakteristischer werden die Verhältnisse, wenn man mit höheren Ladungen arbeitet. Die Tabelle II ist entstanden, indem

man dem Kondensator eine Ladung von ± 80,46 Volt zuführte. Die Nadel des Instrumentes war mit ± 12,33 Volt versehen worden. Die Eichung erfolgte in dem größeren Meßbereich in denselben Zwischenräumen.

Tabelle II.

	Kondensator aus Magnesiumplatten							Kondensator aus Kupfer in Luft
	in trockener Kohlensäure			in trockener Luft				
Ladung nach	positiv	negativ	positiv	positiv	negativ	positiv	negativ	negativ
1 Min.	20,24	17,65	21,01	21,38	19,85	17,65	19,22	21,04
6 Min.	17,26	13,14	17,90	18,99	11,51	13,22	11,45	19,48
11 Min.	15,16	11,50	15,51	16,86	8,67	11,41	8,60	18,37
16 Min.	14,28	10,63	13,75	15,26	7,13	10,28	—	17,27
21 Min.	13,63	9,67	12,15	13,67	5,81	9,09	—	16,63

Der Magnesiumkondensator unterscheidet sich bei höherer Ladung bereits in Kohlensäure ganz wesentlich vom Kupferkondensator. Positiv geladen büßt er in zwanzig Minuten 6,6 Volt, negativ geladen 8 Volt ein, während der Normalkondensator bei negativer Ladung nur 4,4 Volt verliert. Wahrscheinlich machen sich Spuren von Luft, die von den Platten adsorbiert sind, bei den größeren Ladungen geltend. Die Nachwirkungserscheinung, die entsteht, wenn der Kondensator nach empfangener negativer Ladung wieder positive enthält, wird nun schon in der Kohlensäureatmosphäre bemerkbar. Nach der zweiten positiven Ladung wird ein um anderthalb Volt größerer Spannungsabfall erreicht.

In trockener Luft werden die Unterschiede zwischen positiver und negativer Ladung sehr beträchtlich. Während der positiv geladene Kondensator nur 7,7 Volt verliert, nimmt der negativ geladene in der gleichen Zeit um 14 Volt ab!

Ich hatte die Absicht, Versuche mit noch größeren Ladungen folgen zu lassen, um den Sättigungsstrom festzustellen. Auch die Zeit, die zur Ionisierung und Entionisierung der Luft erforderlich ist, sollte ermittelt werden. Leider mußten Mitte Juli die Versuche unterbrochen werden, da das Instrument unbrauchbar geworden war. Durch die den Quadranten mitgeteilten großen Ladungen wurden Staubteilchen angezogen, die den schmalen Schlitz zwischen den Quadranten überbrückten. Die Quadranten

davon zu befreien, war nicht möglich, da sie lackiert waren. Ein Umbau des Elektrometers in der Art, daß die Quadranten vergoldet werden und die Zuleitung der Nadel gleichfalls durch Bernstein isoliert wird, um ihr die zu untersuchende Ladung zuführen zu können, wird erst nach den Ferien fertig gestellt sein.

Ich muß mich daher begnügen, heute hauptsächlich auf die qualitative Seite der Erscheinung aufmerksam zu machen. Die Ausarbeitung nach der quantitativen wird voraussichtlich geraume Zeit erfordern. Die Versuche mit Magnesium sollen zunächst fortgesetzt werden, dann wird beabsichtigt, andere positive Metalle, zunächst Calcium, das noch lebhafter wasserzersetzend wirkt als Magnesium, in den Kreis der Untersuchung zu ziehen. Ferner wird der Einfluß der Dicke der Luftschicht studiert werden müssen. Wichtige Aufschlüsse sind von Kondensatoren zu erwarten, die aus verschiedenen Metallen, einer positiven und einer negativen Platte, bestehen usw.

Die Berechnung der Stromstärke, die durch die Metallstrahlen erzeugt wird, wurde auf folgende Weise versucht:

Durch $\varepsilon = c \Delta V$ ist die Elektrizitätsmenge, die zum Teil zerstreut, zum Teil durch den Kondensator hindurchgeht, gegeben.

Im Kupferkondensator ist nach Tabelle II nach der ersten bis zur sechsten Minute verschwunden eine Menge

$$\varepsilon = 4{,}1 . 10^{-11} (21{,}04 - 19{,}48) = 6{,}4 . 10^{-11} \text{ Cb},$$

im negativ geladenen Magnesiumkondensator in Luft dagegen

$$\varepsilon' = 4{,}1 . 10^{-11} (19{,}85 - 11{,}51) = 34{,}2 . 10^{-11} \text{ Cb}.$$

Die Differenz $\varepsilon' - \varepsilon = 2{,}8 . 10^{-10}$ Cb ist somit der durch Ionisierung der Luft entstandenen Leitfähigkeit zu verdanken. Daraus berechnet sich eine mittlere Stromstärke in den ersten fünf Minuten von

$$i = \frac{2{,}8}{300} 10^{-10} = 0{,}9 . 10^{-12} \text{ Ampere}.$$

Ein Nachweis der Magnesiumstrahlen mit Hilfe eines Galvanometers würde demnach aussichtslos erscheinen.

Über eine einfache Methode zur Messung des Emanationsgehaltes von Flüssigkeiten[1];

von H. W. Schmidt.

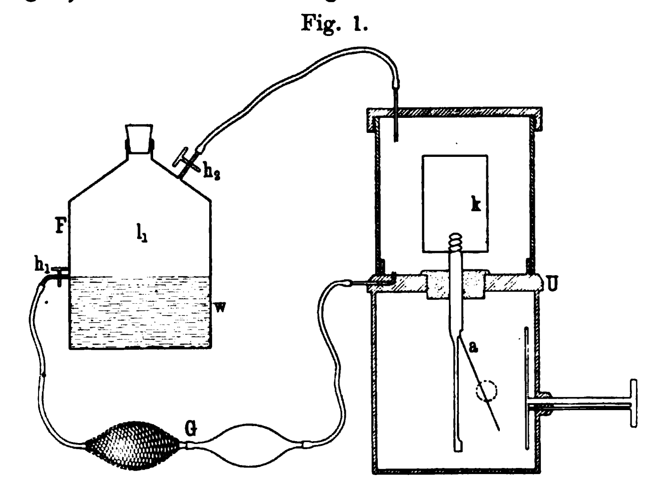
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Der demonstrierte Apparat, der nicht mehr Platz wegnimmt, als eine photographische Kamera mittlerer Größe, soll zu Untersuchungen über die Radioaktivität natürlicher Quellen direkt am Ursprungsorte selbst dienen.

Das Prinzip der Methode ist das folgende: Die Luftmenge l_1 (vgl. Fig. 1) und die Wassermenge w werden in der Flasche F so

Fig. 1.



lange geschüttelt, bis sich die Emanation nach dem Henry-Daltonschen Gesetze verteilt hat[2]). Dann wird die mit Emanation angereicherte Luft nach Öffnung der beiden an F befindlichen Hähne h_1 und h_2 durch ein starkes Zirkulationsgebläse G mit

---

[1]) Ausführliche Beschreibung: Phys. ZS. 6, 561, 1905.

[2]) Vgl. H. Frhr. Rausch v. Traubenberg, Phys. ZS. 5, 130, 1904.

der im Untersuchungsgefäß *U* befindlichen Luft vermischt. In *U* befindet sich der Zerstreuungskörper *k*, aus dessen Ladungsabnahme auf den Emanationsgehalt geschlossen werden kann. Die zeitliche Ladungsabnahme selbst wird aus dem Wandern des Aluminiumblättchens *a* mit Hilfe eines Ablesemikroskops bestimmt. Da eine einzelne Ablesung sehr wenig Zeit wegnimmt, läßt sich aus mehreren aufeinanderfolgenden Beobachtungen gleich sagen, ob man es mit Radium- oder Thoremanation oder beiden zu tun hat.

Der Apparat eignet sich auch im Laboratorium zur Aufnahme von Abklingungskurven und zur Bestimmung der Radioaktivität fester Substanzen.

Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen;
von Erich Marx.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

1. Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen ist bereits mehrfach experimentell zu bestimmen versucht worden [1]). Der bekannteste Versuch ist der des Herrn BLONDLOT [2]). Er hat nicht zum Ziele geführt. Das vermeintlich positive Resultat wurde bald von Herrn BLONDLOT selbst als für die Röntgenstrahlen ungültig erklärt.

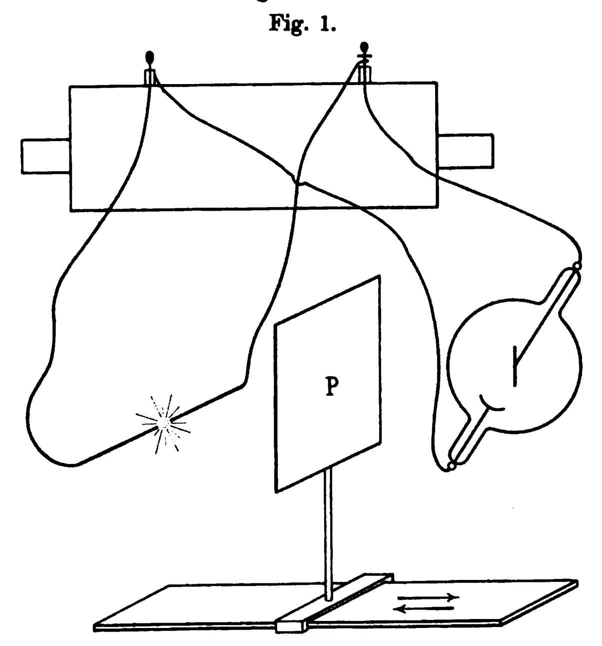
2. Wer die Erscheinungen, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden, auf ihre Verwendbarkeit zur Bestimmung ihrer Geschwindigkeit durchgeht, wird nicht viel Auswahl finden. Als ich vor zwei Jahren an die Bearbeitung des Problems, über dessen glückliches Gelingen ich heute zu berichten habe, ging, da bin ich zuerst folgender Idee nachgegangen. Wenn sie auch nicht zum Ziele führte, so sind doch vielleicht einige Worte darüber nicht unangebracht.

Die Herren LUTHER und USCHKOFF [3]) hatten gefunden, daß die Schwärzungen, die das Licht einer photographischen Platte mitteilt, sich nicht mit den Schwärzungen, welche die Röntgenstrahlen ihr mitteilen, addieren, falls erst Röntgenstrahlen und dann Licht einwirken. Vielmehr bewirkt die Reihenfolge Röntgenstrahlen — Licht eine Subtraktion der einzelnen Wirkungen, während umgekehrt Röntgenstrahlen nach Licht eine Addition der jeweiligen Schwärzungen erzeugen. — Es existiert also ein photographisch-fixierbarer Unterschied in der Wirkung beider Strahlenarten, der lediglich durch das zeitliche Auftreffen der Strahlen auf die photographische Platte bedingt ist.

[1]) BRUSCHES, C. R. 130, 160, 1900.
[2]) BLONDLOT, C. R. 135, 666, 1902.
[3]) LUTHER und USCHKOFF, Phys. ZS. 4, 866, 1903.

Diese Verschiedenheit nach dem zeitlichen Eintreffen habe ich zunächst zu verwenden versucht. Den Öffnungsfunken eines großen 50 cm-Induktoriums schaltete ich parallel zu einer Röntgenröhre und ließ beide gleichzeitig auf eine photographische Platte, die zwischen Funken und Röntgenröhre aufgestellt war, einwirken. Die Veränderung des Ortes der Platte sollte den

Fig. 1.



Übergang von Addition zu Subtraktion, und damit den Geschwindigkeitsvergleich ergeben. Hierbei dürfen natürlich, wie sofort ersichtlich, nicht mehrere Entladungen: Licht-Röntgenstrahlen-Licht-Röntgenstrahlen, einwirken. Hier liegt aber einer der Gründe, weshalb die Methode nicht zum Ziele führen kann. Denn ein einziger Öffnungsfunke löst bereits eine aus mehreren Entladungen bestehende Schwingung, also auch mehrere Röntgenemissionen und mehrere Funkenmaxima aus. Will man bis zur Aperiodizität dämpfen, so würde die Intensität zu schwach. — So konnte das Ziel also nicht erreicht werden.

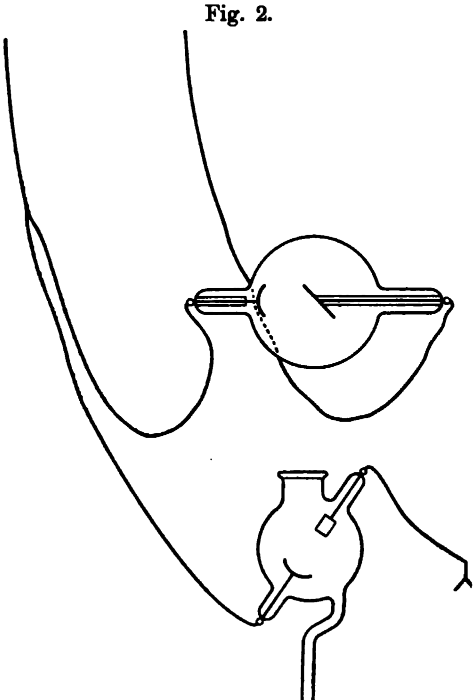
3. Nun hat schon einmal das klassische FIZEAUsche Experiment seine ihm innewohnende Analogiekraft bewiesen, als es sich

darum handelte, Geschwindigkeiten von der Größenordnung des Lichtes zu messen.

Die DES COUDRES[1])-WIECHERTsche Idee der Messung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ist in ihrer Durchführung durch Herrn WIECHERT[2]) ein weitgehendes elektrisches Analogon der Zweizahnrädermethode. — Ich strebte danach, für die Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen wiederum ein Zweizahnräderprinzip zu finden, und kam zu folgendem Plan:

Erstens: Röntgenstrahlen sollen durch HERTZsche Schwingungen erzeugt werden, dann werden nur während des Andauerns der negativen Phase der elektrischen Welle Kathodenstrahlen und durch sie Röntgenstrahlen erzeugt. — Erstes Zahnrad und Lichtquelle fallen also zusammen.

Fig. 2.



Zweitens: Synchron mit der die Röntgenstrahlen erzeugenden HERTZschen Schwingung soll eine Elektrode in einem besonderen Entladungsrohr, das vollständig evakuiert ist, schwingen. Diese Elektrode soll, induktionssicher geschützt, zum Treffpunkt der Röntgenstrahlen werden, und soll dann und nur dann Kathodenstrahlen emittieren, wenn sie im negativen Züstande getroffen wird, keine Kathodenstrahlen, wenn sie in positiver Phase von der Röntgenstrahlung erreicht wird. — Diese Elektrode entspricht

[1]) TH. DES COUDRES, Verh. D. Phys. Ges. Berlin 14, 86, 1895.
[2]) E. WIECHERT, Gött. Nachr. 1898, S. 290; Wied. Ann. 69, 739, 1899.

also dem zweiten Zahnrad; der die Kathodenstrahlen auffangende FARADAY-Zylinder dem Auge.

Die Änderung der Entfernung der Röntgenröhre von der Auffangröhre sollte bewirken, daß die Röntgenstrahlen bei veränderter Weglänge veränderte Phase der bestrahlten Elektrode antreffen und bei Abstandsänderungen von $^1/_2\,\lambda$ der erzeugenden Welle sollte sich zeigen, ob die Geschwindigkeit mit der von der Theorie angenommenen Lichtgeschwindigkeit identisch ist.

Das war die Grundidee [1]); sie ist in Einzelheiten weitgehend modifiziert worden, aber ihren wesentlichen Grundcharakter hat sie bewahrt. Sie hat zu Experimenten von solcher Einfachheit geführt, wie ich sie anfangs nicht erhofft hatte.

4. Zwei wesentliche Voraussetzungen des Experimentes waren zunächst zu erfüllen:

Erstens die Erzeugung möglichst intensiver Röntgenstrahlen mit HERTZschen Wellen.

Zweitens der Nachweis, daß solche hochfrequent erzeugten Röntgenstrahlen die Eigenschaft besitzen, ein dem photoelektrischen Effekt analoges Phänomen auszulösen.

Herr DORN [2]) hat als erster nachgewiesen, daß das photoelektrische Analogon bei Röntgenstrahlen existiert. Herr DORN zeigte, daß die von einer großen, mit einem 60 cm-Induktor verbundenen Röntgenröhre ausgehende Röntgenstrahlung, beim Auftreffen auf Platin, Kathodenstrahlen erzeugt. Der Nachweis erfolgte direkt durch Auffallenlassen der sekundären, abgelenkten Kathodenstrahlung auf eine photographische Platte. Auch indirekt ist der Effekt nachgewiesen worden. Die Herren CURIE und SAGNAC [3]) fanden, daß die bestrahlte Platte sich zu hohen positiven Potentialen auflädt. Sowohl Herr DORN, wie die Herren CURIE und SAGNAC haben lediglich mit sehr intensiven Röntgenstrahlen experimentiert.

---

[1]) Auf dieselbe Idee ist, unabhängig von mir und ohne mein Wissen, auch Herr Prof. WIENER gekommen; für sein weitgehendes Entgegenkommen in der Überlassung der nicht unbeträchtlichen Hilfsmittel habe ich ihm aufs herzlichste zu danken.

[2]) E. DORN, Arch. Néerl. (2) 5, 595, 1900 (LORENTZ-Jubelband).

[3]) CURIE et SAGNAC, Journal de Physique (4) 1, 13, 1902.

5. Zur Erfüllung der ersten Voraussetzung, der Erzeugung von Röntgenstrahlen durch HERTZsche Wellen, waren sehr viele Versuche erforderlich. Es zeigte sich, daß, je kleiner die Elektroden der Röntgenröhre, besonders die Kathode, genommen wurde, um so intensiver die durch HERTZsche Wellen erhältlichen Röntgenstrahlen waren. Der Druck beim Optimum der Strahlungsintensität ist außerordentlich hoch. Die Röhre, die schließlich die günstigsten Resultate ergab, hatte nur noch eine äußere Länge von 30 mm. Die Kathode ist ein Hohlspiegelchen von 3 mm äußerem Durchmesser, die Anode ist eben und hat 5 mm Durchmesser (vgl. Fig. 3).

Die Reinheit der erzeugten Welle wird infolge der Kleinheit der Röhre nicht beeinträchtigt. Ihre Intensität ist nicht merklich verschieden, ob im Schwingungskreis die Röhre eingeschaltet oder ob der Kreis metallisch geschlossen ist. Diese Röhre ist mit einer Regenerationsvorrichtung versehen und bleibt über einer Barometerdichtung an der Pumpe.

Das erzeugende Wellensystem besteht in LECHERschem Kondensator mit Petroleumfunkenstrecke. Die Erregung erfolgt induktiv durch geschlossenen, abgestimmten Kondensatorkreis, der von einem 30 cm-KLINGELFUSS-Induktor mit Quecksilberturbine gespeist wird. Das ganze Wellensysten mitsamt der Erregung befindet sich in einem dicht verschließbaren, großen Eisenkasten (vgl. Fig. 6, 7 und 9). Die LECHERschen Drähte, die zur Röhre gehen, sind isoliert herausgeführt.

Eine solche Röhre ergibt bei direkter Erregung mit HERTZschen Wellen von $\frac{\lambda}{2} = 135$ cm noch Röntgenstrahlen, die imstande sind, auf einem Leuchtschirm die Knochen der Hand bei 25 cm Entfernung von der Röhre deutlich sichtbar zu machen. Bei späterer Anordnung, die bisher noch nicht zur Geschwindigkeitsmessung diente, gelang es mir sogar, mit Wellen von $\frac{\lambda}{2} = 34$ cm eine Intensität der Röntgenstrahlung zu erzielen, die groß genug war, um die Knochen meiner Hand auf dem Phosphoreszenzschirm sichtbar zu machen.

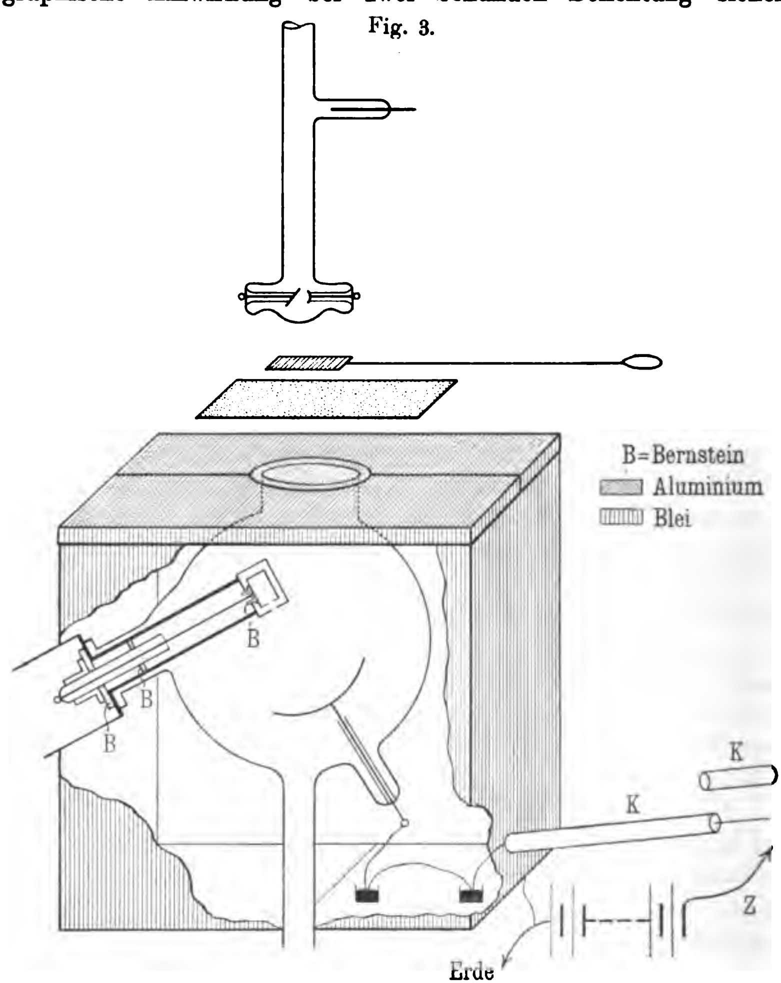
6. Nach Gewinnung dieser kleinen, 30 mm langen Röntgenröhre fragte es sich, ob es gelingen würde, eine Erzeugung von

Kathodenstrahlen durch die von dieser Röhre ausgehenden, hochfrequenten Röntgenstrahlen zu bewirken. Das glückte zunächst nicht. Bei sorgfältig abgeschirmtem Elektrometer erhielt ich gar nichts. Ich bekam auch dann nichts, wenn ich an die Elektrode, die bestrahlt wurde, ein Potential von —1000 Volt von einer Akkumulatorenbatterie anlegte. Es mußte wohl jedem Physiker zunächst unzweifelhaft erscheinen, daß die Anlegung eines hohen, negativen Potentials an die bestrahlte Elektrode die Elektronenemission begünstigen würde. Mir erschien das selbstverständlich, trotzdem Herr DORN in seiner wertvollen Arbeit nichts davon erwähnt, daß er eine Beschleunigung der Elektronen oder eine Verstärkung ihrer Emission durch angelegte hohe, negative Potentiale erhalten hat. Gleich hier muß ich erwähnen, daß diese, mir selbstverständlich erscheinende Ansicht mich monatelange, mühselige, vergebliche Arbeit gekostet hat; eingehender komme ich darauf später zurück. — Zunächst also erhielt ich an meinem hochempfindlichen Quarzfadenelektrometer bei dem notwendigen, mit der extremsten Sorgfalt durchgeführten Käfigschutz (vgl. Fig. 3 u. 9) bei Bestrahlung der Elektrode völlige Elektrometerruhe. Ich führte dies zunächst auf die noch nicht genügend erreichte Strahlungsintensität der kleinen Röntgenröhre zurück. Es mußte versucht werden, ob dies der Grund war. Da ich nach dem langen Experimentieren, das mich zu dieser Röhre geführt hatte, wußte, daß ich nicht imstande war, eine größere Intensität der Röntgenstrahlung mit HERTZschen Wellen zu erhalten, so wäre eine Bestätigung dieser Befürchtung das Todesurteil für die ganze Methode gewesen.

Es wurde nun zunächst die Intensität der Röntgenstrahlung der kleinen Röhre durch Belichtung einer photographischen Platte während zwei Sekunden zu späterem Vergleich festgehalten, dann wurde die kleine Röntgenröhre entfernt und eine große GUNDELACHsche mit einer Glaskugel von 15 cm, in einer großen Bleikiste montiert, so angeordnet, daß die Röntgenstrahlen die Elektrode im zweiten Gefäß trafen. — Ich hatte damals — im Februar vorigen Jahres — ein wenig günstiges Auffanggefäß konstruiert; trotzdem ließ sich die Erzeugung von Kathodenstrahlen bei Bestrahlung der Elektrode — natürlich immer saubersten Käfigschutz und Kontrollmessungen vorausgesetzt — ganz zweifelsohne nachweisen.

Nunmehr wurde durch Stanniollagen und Blenden die Intensität der Gundelachröhre so abgeschwächt, daß die photographische Einwirkung bei zwei Sekunden Belichtung sicher

Fig. 3.



schwächer war, als bei der kleinen Röhre. An die bestrahlte Elektrode war hierbei ein Potential von — 40 Volt angelegt. Selbst bei dieser Schwächung der Strahlungsintensität erhielt ich beim Zurückziehen eines kleinen Bleischützers, der über einen großen Aluminiumdeckel gelegt war (vgl. Fig. 3), kräftige, nega-

tive Elektrometerausschläge, die durch ausgelöste Kathodenstrahlung erzeugt waren. Der Grund für das Mißlingen des Versuches mit der kleinen Röhre war also nicht ihrer zu geringen Intensität zuzuschreiben.

Die Gundelachröhre wurde wieder entfernt und die kleine Hochfrequenzröhre an ihre Stelle gebracht, und zwar unter möglichster Konstanthaltung aller die Röhre selbst nicht betreffenden Umstände. Wieder befinden sich die Auffangröhre und die Hochfrequenzröhre an derselben Pumpe. Beide sind über Barometerröhren verstellbar. Die Röntgenröhre ist weiterer Evakuierung durch Quecksilberabsperrung zu entziehen (vgl. Fig. 9). Hähne und Fettungen hinter dem Phosphorsäuregefäß sind vermieden. Das Auffangrohr wird, wie vorher, bis zum äußersten erhältlichen Vakuum, bei dem nach halbstündiger Pause die Kahlbaumpumpe keine sichtbare Luft fortschafft, ausgepumpt. Die einzige Veränderung, die ich damals — es war in unserem alten Institut — wegen Platzmangels vornehmen mußte, bestand darin, daß ich die Hochspannungsbatterie nicht am alten Flecke lassen konnte, sondern sie näher an das Auffanggefäß heranschieben mußte; hierbei wurde der Zuführungsdraht zur Auffangelektrode *z* (Fig. 3) etwas verkürzt. Diese Veränderung dürfte wohl zunächst so unwesentlich scheinen, daß es überflüssig erscheint, sie überhaupt zu erwähnen. Dabei lag hier der springende Punkt für Gelingen oder Mißlingen des Experimentes. Immerhin, jetzt erhielt ich bei der Substitution der kleinen Röhre Kathodenstrahlung ausgelöst; freilich war sie 100 mal geringer als bei der Gundelachröhre. Ich schob den früheren Mißerfolg irgend einer mir entgangenen Störung zu; für die allerdings geringe, jetzt erreichte Intensität schien mir die einzige Erklärung zu sein, daß das optische Maß der Strahlungsintensität keines für die Auslösungsenergie sei.

7. Hier mußte ich im Juli vorigen Jahres wegen des Umzuges in den Neubau des Physikalischen Institutes die Versuche abbrechen. Erst im Februar dieses Jahres konnte ich wieder anfangen. Jetzt hatte ich Platz genug, um nun alle Bedingungen möglichst unverändert zu belassen; auch die Hochspannungsbatterie blieb an ihrer Stelle. Während ich nun früher, wenn auch nur schwache, so doch deutliche Kathodenstrahlen mit der Hochfrequenzröhre auslösen konnte, erhielt ich jetzt gar

nichts mehr. Es wurde wiederholt der Effekt nach Montierung der großen abgeschwächten Gundelachröhre nachgewiesen und stets ceteris paribus nichts, aber auch gar nichts, mit der intensiveren kleineren Röhre erhalten; ich konnte zunächst den physikalischen Grund des Mißerfolges nicht finden; die Änderung der Härte der Röhre, die Änderung des an der Empfängerelektrode anliegenden Potentials von 0 bis 1000 Volt, was ich auch versuchte, war ohne Einfluß, ich bekam gar nichts.

8. Viele nun folgende Versuche mit Änderung der Wellenlänge usw. übergehe ich. Der Grund für das Mißlingen lag dort, wo ich ihn am wenigsten erwartet hätte. Es zeigte sich schließlich folgendes: Wurde die Hochspannungsbatterie etwas näher an die Auffangröhre herangeschoben und wurde gleichzeitig der Zuführungsdraht z (Fig. 3) verkürzt, so traten bei Bestrahlung Kathodenstrahlen bei —40 Volt Elektrodenpotential auf, während sie bei etwas weiter abstehender Batterie und etwas längerem Drahte z ausblieben. Dieses Heranschieben war zunächst bei einem Umbau unter gleichzeitigen anderen Abänderungen geschehen. Ich ging nun vorsichtig ändernd zurück, und nun zeigte sich folgendes: Wurde bei Konstanthaltung des angelegten Potentials der Zuführungsdraht zur Platinelektrode verkürzt bzw. verlängert, so traten periodisch Minima der ausgelösten Kathodenstrahlung während der Änderung des Zuführungsdrahtes auf Strecken von etwa 45 cm auf.

Hier waren also Schwingungen vorhanden, deren Entstehung aufzusuchen war.

Zunächst wurde der Einfluß des anliegenden Potentials bei einer Drahtlänge, die gerade ein Maximum der Kathodenstrahlung bei —40 Volt ergab, untersucht. Bei —250 bis —1000 Volt wurden anstatt mehr, wie man eher hätte erwarten sollen, gar keine Kathodenstrahlen erhalten; von —250 bis —140 Volt traten sie in geringer Stärke auf, wobei die Intensität mit abnehmendem Potential durch ein Maximum ging. Von —140 bis —10 Volt war die Intensität wesentlich beträchtlicher als vorher. Nun aber zeigte sich, daß ebenfalls, und nicht merklich schwächer, Kathodenstrahlen bei der gewählten Drahtlänge erhältlich waren, wenn positive Potentiale von +10 bis +140 Volt an die bestrahlte Elektrode gelegt wurden.

Das alles deutete auf das Vorhandensein von Schwingungspotentialen an der Elektrode von solcher Größe, daß die angelegten Potentiale gegen die Schwingungspotentiale klein waren, und daß die Anlegung von höheren Potentialen mit Hilfe der Akkumulatorenbatterie lediglich eine Anhängung einer sehr großen Kapazität und eine Hinderung des Zustandekommens der im Drahte hervorgerufenen Schwingung bedeutete.

Diese Anschauung bestätigte sich, als die Hochspannungsbatterie völlig entfernt, und der Draht frei, isoliert endigend, an der bestrahlten Elektrode befestigt wurde. Jetzt erhielt ich Kathodenstrahlen bei Zurückziehung des Bleistückchens über dem Aluminiumdeckel (Fig. 3), die an Intensität weit die bisher erhaltenen übertrafen und die Elektrometernadel sofort aus dem Gesichtsfelde brachten.

9. Es galt nun den Ursprung der im Elektrodendraht vorhandenen Schwingung aufzusuchen. Der an die Elektrode angehängte Draht wird nunmehr mit dem ganzen Auffangesystem inklusive Elektrometerzuführung usw. völlig metallisch eingekapselt (mit Hilfe von K in Fig. 3). Das Elektrometer bleibt völlig ruhig, wenn die Türen des Eisenkastens, der die Schwingungseinrichtung für die Hochfrequenzröhre enthält, herausgenommen werden, so daß die HERTZschen Wellen, die Schwingungen des Teslatransformators, die des 30 cm-Induktors durch das Zimmer schwirren, ohne daß die Elektrometernadel nur um 1 mm Weite aus der Ruhelage kommt.

Wird aber das kleine Bleiblech, das auf einem großen Aluminiumdeckel liegt, weggezogen, so gibt es einen mächtigen negativen Ausschlag. Die Schwingung des Drahtes ist also durch die Röntgenstrahlen selbst erzeugt. Das war eine neue Erscheinung, deren Erklärung sehr leicht ist, wenn man bedenkt, daß periodische Röntgenbestrahlung periodischen Abfluß negativer Elektrizität vom Drahte bewirken muß. Die Existenz einer solchen Schwingungserregung, ohne Funkenstrecke, nur durch Strahlung, hatte ich nicht vorausbedacht[1]). Ihre untrügliche Auf-

[1]) Nachdem hier zum ersten Mal eine, durch periodische Strahlung ausgelöste Schwingung nachgewiesen ist, wodurch es möglich wird, die störende Funkenstrecke zu vermeiden, werden sich spätere Untersuchungen darauf zu richten haben, ob sich eine solche Erregung nicht noch intensiver

findung führte binnen 12 Tagen zur Lösung des seit zwei Jahren verfolgten Problems. Es war klar, daß hier in dem mit der bestrahlten Elektrode verbundenen Drahte nicht nur eine Schwingung, sondern ein Resonanzphänomen (vgl. 8.) ausgelöst wurde. Völlig unklar war noch, wieso das Einsetzen der Kathodenstrahlung bei Zuschaltung von Drahtlängen von etwa 45 cm verhindert werden konnte, während doch die halbe Wellenlänge des LECHERschen Systems zu 135 cm von mir gemessen war.

10. Ich ließ diese Frage zunächst auf sich beruhen, um sofort an das eigentliche Problem heranzugehen. Nachdem einmal die Tatsache klar war, daß die Elektrode durch die auffallenden Röntgenstrahlen selbst in Schwingung geriet, war die Aufgabe jetzt folgende: Die durch die Röntgenstrahlen erzeugte Schwingung war zu dämpfen, und dem Elektrodensystem war die Schwingung der die Röntgenstrahlen erzeugenden EMK aufzuzwingen.

Hierbei muß die Intensität der Schwingung in solchen Grenzen gehalten werden, daß selbstverständlich von der Elektrode selbst keine Kathodenstrahlen ohne Röntgenstrahlenwirkung ausgehen. Wohl läßt sich durch lang anhaltendes Pumpen, bei Vermeidung von Schliffen und Hähnen, wie hier (Fig. 9), ein Vakuum erreichen, bei dem die schnellst wechselnden Potentiale von noch so großer Intensität keine sichtbare Entladung mehr hervorrufen. Es kann aber, wie ich glaube, kein Vakuum unter solchen Umständen erreicht werden, bei dem nicht ein sehr empfindliches Elektrometer noch die Existenz einer dunkeln Kathodenstrahlentladung anzeigt. Deshalb muß die Schwingungsamplitude der schwingenden Elektrode in gewissen Grenzen gehalten werden.

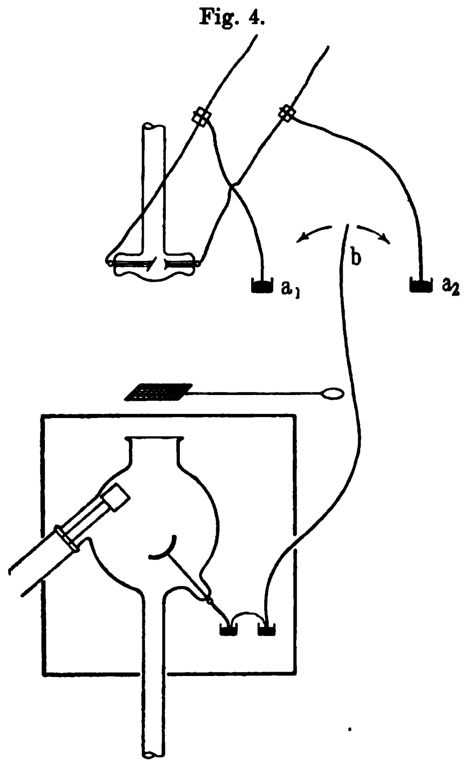
Die Anordnung, die sich aus dieser Überlegung schließlich ergab, war nun die folgende: Über die beiden LECHERschen Drähte (Fig. 4) wird dicht am Eisenkasten je ein schmales Stück Isolierrohr von 1,5 cm innerer Weite angebracht. Die LECHERschen Drähte selbst sind aus Guttapercha-isoliertem, dickem Cu-Draht. Die Isolierröhren werden unverrückbar so befestigt, daß die Lecherdrähte axial hindurchgehen. Sie selbst sind symmetrisch

---

durch ultraviolettes Licht, etwa von einem Quecksilberrohr, wird bewerkstelligen lassen. Mir erscheint es nicht zweifelhaft, daß es gelingen wird, mit Hilfe einer derartigen Schwingungserregung den Spektralbereich elektrischer Wellen nach kurzen Wellen hin zu erweitern.

angebracht. Auf den Röhren befindet sich eine einzige Windung eines isolierten Guttaperchadrahtes von $^1/_2$ mm Durchmesser. Die Drähte führen je zu einem Quecksilbernäpfchen. — Der Verbindungsdraht zur bestrahlten Platinelektrode ist isoliert aus dem Käfigschutz der Auffangröhre herausgeführt. In die Zuführung im Innern des Käfigs zur Elektrode ist ein 5 cm langer Wollastondraht von $^1/_{100}$ mm Dicke eingeschaltet.

Fig. 4.



Wählt man jetzt einen Draht von geeigneter Länge und verbindet a_1 mit b, so erhält man bei Erregung der Röhre dann keinen Elektrometerausschlag, wenn ein Bleiplättchen über dem Aluminiumfenster liegt; wird aber das Bleiplättchen zurückgezogen, so ergibt die Schaltung des Drahtes zur Anodenseite einen starken negativen Ausschlag. Die Schaltung desselben Drahtes zum gegenüberliegenden Näpfchen auf der Kathodenseite ergibt ceteris paribus keinen Ausschlag, wenn das Empfangsgefäß völlig ausgepumpt ist. Sind jedoch Spuren Luft im Auffanggefäß zurückgeblieben, so erhält man bei Abnahme von der Kathodenseite der Röntgenröhre einen schwachen positiven Ausschlag.

Das Experiment läßt sich verhältnismäßig leicht demonstrieren und ist als solches sehr instruktiv, da es gleichzeitig die 180° Phasenverschiebung bei der Transformation und die Potentialdifferenz symmetrischer Seiten der Lecherschen Drähte vorführt.

11. Dieses Experiment beweist, daß die Schwingung des Lecherschen Systems sich der Elektrode hatte oktroyieren lassen.

Es war gelungen, mit den durch die gleiche Schwingung erzeugten Röntgenstrahlen während der Dauer der negativen Phase der Elektrode Kathodenstrahlen auszulösen[1]). Ich erwartete, daß sich nun bei Einschaltung variabler Drahtlängen zwischen dem kleinen Transformator auf der Kathodenseite und der Elektrode, periodisch, in Abständen von 135 cm, der gemessenen halben Wellenlänge des LECHERschen Systems, Nullpunkte der Elektrometerausschläge ergeben würden.

Es wurden nämlich von nun an im Auffanggefäß stets absichtlich Luftreste gelassen, um scharfe Minima der Ausschläge beim Durchgange von + zu — zu erhalten[2]). Wenn es möglich wurde, zwei Nullpunktsbestimmungen oder mehr durchzuführen, so war man bereits hierdurch mit Hilfe einer Dämpfungsmessung der erzeugenden Welle in den Stand gesetzt, wenigstens die Größenordnung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen und eine untere

---

[1]) Die sekundären Kathodenstrahlen, die durch Röntgenstrahlen ausgelöst werden, sind von anderem Charakter als die durch ultraviolettes Licht erzeugten. Eine ausführliche Arbeit hierüber wird an anderem Orte erscheinen. Hier sei aber bemerkt, daß, wie schon Herr DORN fand, ihre Geschwindigkeit außerordentlich groß ist. Ich konnte sie noch durch eine vierfache Aluminiumfolie, die auf den Faradayzylinder geklebt war, hindurchbringen. Die Größe der Geschwindigkeit drückt sich auch dadurch aus, daß bei völlig evakuiertem Gefäß die Nullstellen der Brücke einen ganz kleinen Raum gegenüber dem negativen Bereiche einnehmen, indem weit ins positive Gebiet der Welle hinein noch Elektronenemission statthat. In dem Bereich der Elektronengeschwindigkeiten, den wir hier antreffen, liegt ein prinzipielles Interesse. — Ferner: — Sind die großen Geschwindigkeiten der Sekundärstrahlen ($^1/_4$ c), die Herr DORN an einem Platinblech feststellte, ohne ein besonderes Potential von außen anzulegen, auf Schwingungspotentiale zurückzuführen, oder nicht? Bei weichen Röhren ist die Dämpfung der Oszillation im Röntgenrohr selbst wesentlich geringer als bei harten Röhren. Man müßte erwarten, daß die Strahlung weicher Röhren geeigneter zur Erzeugung von Schwingungspotentialen sein müßte, als die harter. Das aber ist es, was Herr DORN ausdrücklich betont: Harte Röhren waren „entschieden ungünstig". Die prinzipielle Wichtigkeit der Beantwortung der Frage liegt in der Schlußweise, welche aus der Ausgangsgeschwindigkeit des Elektrons auf seine innere, freie Geschwindigkeit im Metall zu schließen sucht. Diese müßte viel größer möglich sein, als man bisher annimmt, wenn, ohne beschleunigendes Potential, $^1/_4$ c erreicht würde. Herr LENARD fand bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht, ohne befördernde Ladung $^1/_{300}$ c.

[2]) Sind Spuren von Luft zurückgeblieben, so werden diese ionisiert, die schwingende Elektrode reißt im positiven Zustande alsdann die negativen Elektronen im Auffanggefäß an sich und läßt das Elektrometer schwach positiv zurück.

Grenze derselben anzugeben, ohne eine Veränderung der Röntgenröhrenentfernung vornehmen zu müssen. Ich konnte hier noch nicht hoffen, daß eine Verschiebung der Röhre, die im Maximum etwa 15 cm betragen konnte, bei dieser Anordnung der halben Wellenlänge von 135 cm mir viel mehr als die Größenordnung ergeben würde. Da aber trat etwas ein, was meine experimentelle Voraussicht auch nicht im entferntesten erhofft hatte. Es zeigte sich nämlich, daß ganz klare, auf 4 mm Genauigkeit angebbare Nullstellen sich bei Einschaltung von je 45 cm Drahtlänge ergaben.

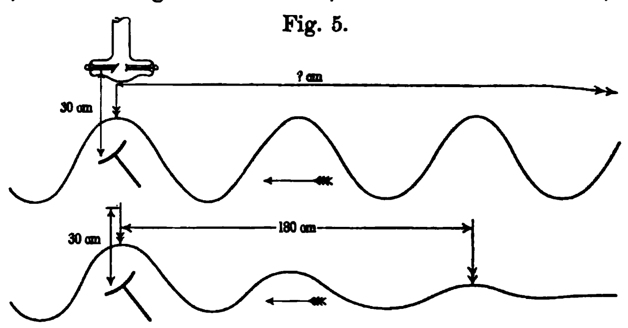
Das waren dieselben 45 cm, auf die ich bereits bei der durch die Röntgenstrahlen im frei angehängten Draht erzeugten Schwingung gestoßen war. (Vgl. 8.) Jetzt war mir klar, daß im erzeugenden Wellensystem selbst eine kurze Schwingung sein müßte, auf die ich wegen der Gesamtdimensionen des ganzen Systems nicht gefahndet hatte. Ich ging also daran, von neuem die Wellenlänge des Systems bei eingeschalteter Röntgenröhre zu untersuchen.

12. Zu diesem Zwecke benutzte ich einen Luftresonator aus zwei parallelen, straff gespannten Drähten (vgl. Fig. 9). Die Drähte sind fest auf drei langen Maßstäben montiert, der mittelste ist, wie die Figur zeigt, im stumpfen Winkel gegen die beiden anderen gestoßen. Das Gestell wird auf dem großen Eisenkasten befestigt und zwar so, daß ein Teil der Drahtleitung nahe den Lecherdrähten, die zur Röntgenröhre führen, vorbeigeht. Wird die Röhre erregt, so ergibt die Verschiebung von zwei Brücken auf dem Luftresonator die Wellenlänge, die bekanntermaßen mit der Leuchtröhre aufgesucht wird. Nun zeigte sich in der Tat, daß neben der Welle von 135 cm $\frac{\lambda}{2}$, eine zweite von 45 cm $\frac{\lambda}{2}$ auf dem System war. Von der kurzen Welle ließen sich deutlich nur sechs halbe Wellen, keine siebente mehr abgreifen. Diese kurze, stark gedämpfte Welle ist entweder eine Oberschwingung oder sie entspricht der Strahlung der ersten Kondensatorhälfte mitsamt den Erregerkugeln des LECHERschen Systems, also einem völlig „ungeschlossenen", stark gedämpften Kreise.

13. Die Feststellung, daß nach etwa drei vollständigen Schwingungen sich die für die Röntgenstrahlerzeugung und das Potential der bestrahlten Elektrode maßgebende Schwingung totgelaufen hat, liefert im Verein mit obiger Beobachtung von zwei Null-

punkten (der dritte fällt mit der Hauptwelle zusammen) einen ersten unteren Grenzwert der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. Wäre die Welle des LECHERschen Systems ungedämpft, so könnte möglichenfalls zwischen der Zeit der ersten und zweiten Koinzidenz eine beliebige Anzahl von Schwingungen der Elektrode stattgefunden haben. Die Schwingung ist aber schon nach drei ganzen Oszillationen praktisch verschwunden, deshalb muß die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen so groß sein, daß sie hinreicht, um spätestens die dritte negative Schwingung noch zu erreichen. Es kann also die Zeit, die der Strahl braucht, höchstens gleich der sein, die das Licht braucht, um die

Fig. 5.

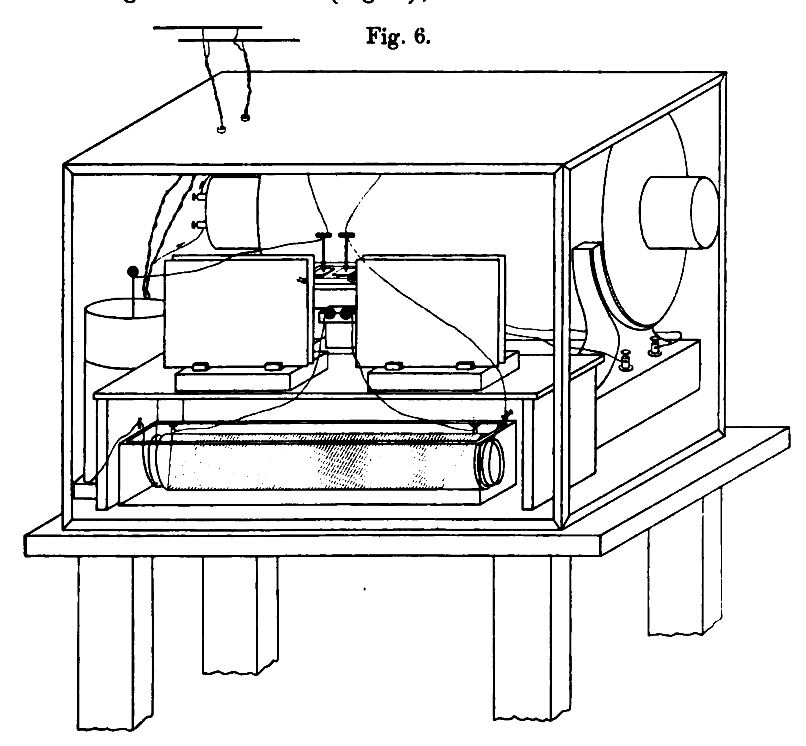


Strecke von 2.90 cm = 180 cm zurückzulegen; das Licht kann also höchstens 180 cm zurücklegen in der Zeit, die der Strahl für den Weg von der Antikathode zur Elektrode, für etwa 30 cm braucht. Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen muß also mindestens $^1/_6$ von der des Lichtes sein; größer kann sie sein, aber nicht kleiner.

14. Freilich erübrigt sich diese Schätzung; denn dank des unerwartet glücklichen Umstandes, daß bei der gewählten Wellenanordnung die Röntgenstrahlemission einerseits, die negative Potentialschwingung der bestrahlten Elektrode andererseits innerhalb Zeiten stattfindet, die den Zeiten entsprechen, die das Licht braucht, um nur 45 cm zurückzulegen, daß ferner die Nullstellen mit einer Einstellungsschärfe von 4 mm Drahtlänge feststellbar sind, wobei die Hauptwelle von 135 cm keine Störung deshalb hervorruft, weil die kleine Welle quasistationär zur großen liegt, ließ nunmehr mit Sicherheit voraussehen, daß eine Verschiebung der Röntgenröhre um 10 cm eine direkte Messung der Strahlen ergeben würde.

15. Vorher aber war der Einfluß von zwei Begleiterscheinungen der Röhrenverschiebung zu untersuchen. Erstens war es notwendig, sich zu überzeugen, ob innerhalb der Verschiebungsgrenzen der Röntgenröhre, nicht allein durch die örtliche Verschiebung selbst, sondern auch durch die mit ihr verknüpfte Schwächung der Strahlung eine Beeinflussung des Nullpunktes auf der Transformationsleitung, deren Länge jetzt kontinuierlich variabel gemacht wurde (Fig. 6), eintrat. Zu diesem Zwecke

Fig. 6.



wurde ein Bleiblech von der Größe des Röhrenfensters, mit 20 Löchern von 1,5 mm Durchmesser versehen, über das Fenster gelegt. Bei 7 cm Röhrenentfernung vom Fenster ließ sich feststellen, daß der Nullpunkt genau an seiner Stelle blieb, ob die Blende auf dem Fenster lag oder nicht.

Diese Begleiterscheinung der Ortsveränderung der Röhre war also ungefährlich, gefährlicher erwies sich unter Umständen die

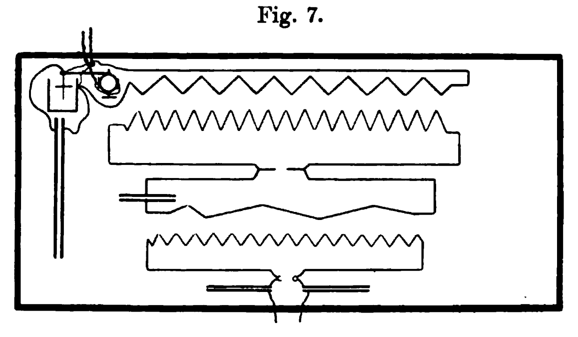
zweite. Wird nämlich die Röhre nach oben geschoben, so wird das Vakuum in ihr höher, die Röhre also härter. Dadurch wird der Anstieg des Potentials im Röntgenrohr ein anderer, und hierdurch ändert sich die Zeit des Einsetzens der Kathodenstrahlen, welche die Röntgenstrahlen erzeugen [1]). Dieser Einfluß des veränderten Vakuums läßt sich auch tatsächlich in einem gewissen Bereich der Vakuumsänderung an der veränderten Nullstellung verfolgen. Wenn aber die Röhre durch allmähliches Erwärmen der Regenerationseinrichtung eine gewisse Weichheit erreicht hatte, dann trat bei weiterer Verschlechterung des Vakuums keine Änderung der Nullage mehr ein.

Es ist dies daraus erklärlich, daß alsdann nur bei den höchsten Amplituden der Potentialschwingung der HERTZschen Welle eine Röntgenstrahlerzeugung einsetzt; selbst die höchsten Potentiale der Teslaentladung erzeugen dann beim Durchgang durch die Hochfrequenzröhre blau-weiße Entladungen, aber keine Röntgenstrahlen.

16. So ergab sich denn schließlich, nach diesen letzten Vorversuchen, als definitive Anordnung folgende Nullmethode:

Von zwei Quecksilbernäpfchen (Fig. 8) gehen gestreckte Drähte in einer gegenseitigen ⊥ Entfernung von 30 cm aus. Beide Drähte sind durch eine Drahtbrücke verbunden, die auf einem Maßstabe

Fig. 7.

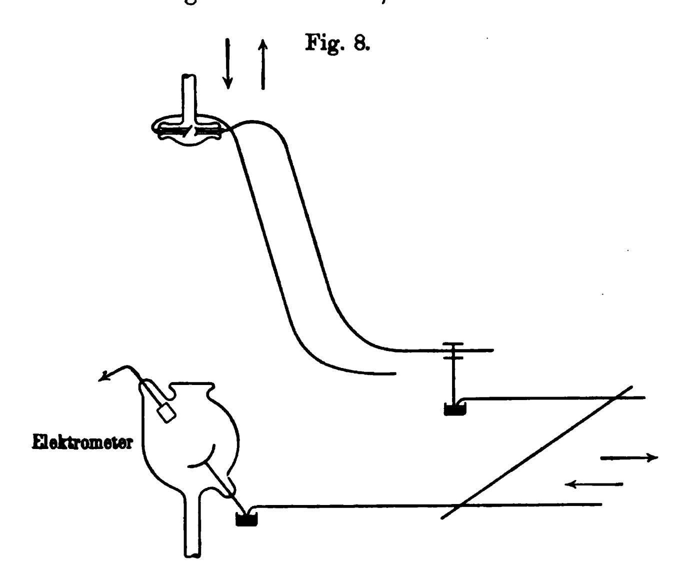


Führung hat. Durch Verschiebung der Brücke von den Näpfchen fort wird erreicht, daß das Potential der bestrahlten Elektrode, das von den Strahlen der Hochfrequenzröhre angetroffen wird, variiert, und zwar derart, daß etwa das negative Maximum, bei

[1]) TH. DES COUDRES, Verh. Phys. Ges. zu Berlin 14, 163, 1897.

einer Brückenverschiebung von 22,5 cm, um die Zeit später ankommt, die das Licht braucht, um 45 cm zu durchlaufen. Wird die Brücke so eingestellt, daß die auftreffenden Röntgenstrahlen gerade den Nullpunkt des Potentials antreffen, so wird eine Verschiebung der Röntgenröhre nach oben bewirken, daß die Röntgenstrahlen wiederum ein von 0 verschiedenes Potential antreffen. Um den Nullpunkt [1]) wieder zu erhalten, muß also die Brücke verschoben werden, und zwar muß sie um die Hälfte der Strecke verschoben werden, um die die Röntgenröhre verschoben wird, falls die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen identisch mit der der Elektrizität in geraden Drähten, also mit der des Lichtes ist.

Fig. 8.



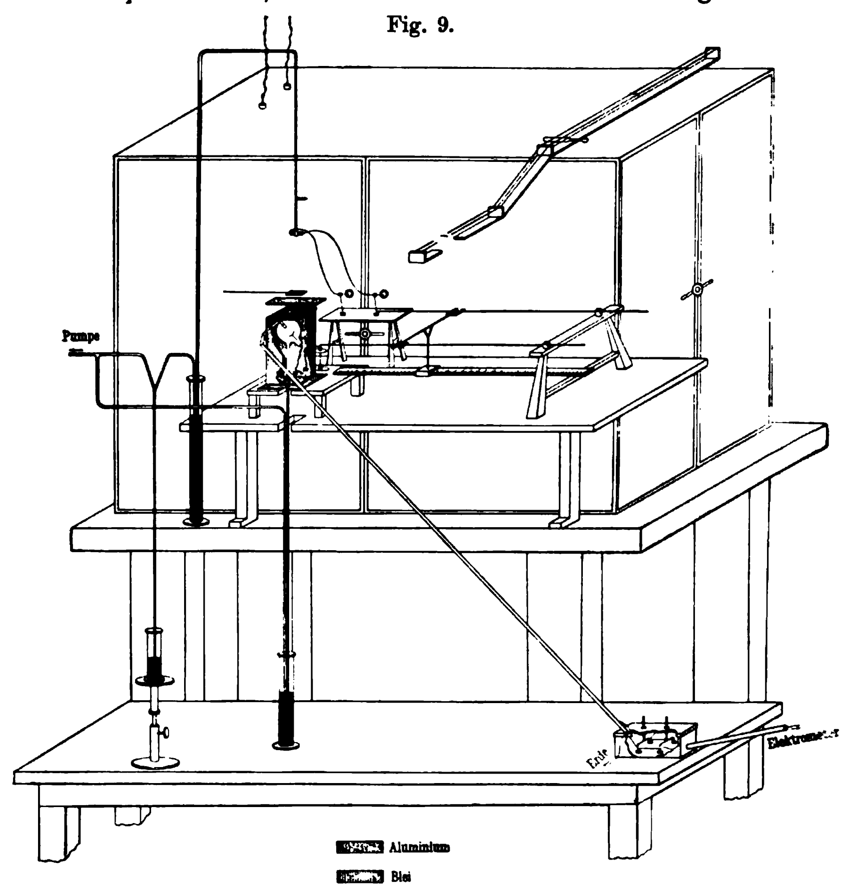
Die Messung selbst wird mit sehr weichen Strahlen ausgeführt; sie wird nur dann als gültig betrachtet, wenn nach der Verschiebung des Rohres die Kontrollmessung in der Anfangslage ergibt, daß sich von äußeren Parametern inzwischen nichts verändert hat.

[1]) Für die Genauigkeit der Messung sind die Nullpunkte auf der Drahtleitung nicht gleichwertig, bei weitem der schärfste ist der, welcher der dritten Halbschwingung der 45 cm-Welle entspricht. An dieser Stelle fällt nämlich der erste Nullpunkt der 135 cm-Welle mit dem der kurzen Welle zusammen.

Das Resultat ist:

Identität der Drahtlängen mit den Röhrenverschiebungen innerhalb 5 Proz.[1]) der bisherigen Fehlergrenzen des Experiments, also **Gleichheit der Geschwindigkeit der**

Fig. 9.



Röntgenstrahlen mit der Lichtgeschwindigkeit innerhalb dieser Genauigkeit.

17. Hiermit ist das, was ich Tatsächliches vorzutragen habe, im wesentlichen erschöpft, ich bitte Sie aber, mir noch wenige

[1]) Gleich nach meiner Rückkehr nach Leipzig wurde von Herrn Prof. Wiener eine Messung mit meinem Apparat ausgeführt, welche die hier angegebene Genauigkeit bestätigte.

Sekunden zu gewähren, um kurz darauf hinzuweisen, daß die Verwendbarkeit des Apparates, wie er hier beschrieben ist, nicht Halt macht an dem Problem, über dessen Bearbeitung ich eben referierte.

Jede Art der Strahlung, die periodisch erzeugbar oder durch periodische Kräfte zerlegbar ist, und ihrerseits polare Eigenschaften eines schwingenden Systems auslöst, wird sich, wie ich denke, nach dieser Methode untersuchen lassen[1]). Hierauf näher einzugehen, dazu ist hier nicht die Zeit; nur der Hinweis auf ein spezielles Problem, für dessen Bearbeitung eine derartig schwingende Elektrode als Ersatz des Zahnrades im FIZEAUschen Versuch vielleicht verwendbar sein wird, sei gestattet.

Es ist dies die bisher noch immer unentschiedene, für die Elektrodynamik fundamentale Frage nach der Existenz eines Einflusses der Erdbewegung auf die Geschwindigkeit des Lichtes[2]).

Stellt doch diese schwingende Elektrode, die, auf minimale Energie ansprechend, mit viel tausendfacher Energie antwortet, in sich ein Uhrwerk dar von relaisartigem Charakter, ein Uhrwerk, das, wie ich eben zeigte, imstande ist, Zeiten auf wenige Prozent Genauigkeit direkt[3]) zu messen, die kleiner sind als die, welche das Licht braucht, um Strecken von 10 cm zurückzulegen, also Zeiten, die kleiner sind als der dritte Teil eines Tausendstel einer Milliontel Sekunde.

---

[1]) Von bekannten Strahlenarten erscheint vielleicht allein die γ-Strahlung obige notwendige Bedingung für die Untersuchung der Geschwindigkeit mit Hilfe dieser Methode nicht zu erfüllen. Um auch die γ-Strahlung untersuchbar zu machen, wird man nach einem Entladungsrohr zu suchen haben, welches beim Durchgang der oszillatorischen Entladung, als Ventilrohr funktionierend, im leuchtenden Zustande die γ-Strahlen wesentlich stärker absorbiert, als im dunkeln Zustande, hierdurch wird sich periodische Zerlegung der durchtretenden Strahlen erwirken lassen.

[2]) Gedacht ist hier an eine Ein-Lichtweg-Methode. Als Elektrode kein Platin, sondern eine photoelektrische Zelle.

[3]) Die kürzeste unbekannte Zeit, die bisher durch direkten Vergleich mit Lichtwegzeiten gemessen werden konnte, war die Zeit, welche die Kathodenstrahlen gebrauchen, um etwa 1 m zurückzulegen, also etwa 350 cm Lichtwegzeit. Die damals erreichte Genauigkeit betrug etwa 50 Proz. Interferenzmessung des Lichtes gestattet sehr kleine unbekannte Längen, aber keine unbekannten Zeiten festzustellen.

Einige Eigenschaften der Strahlung des Chininsulfates;
von A. Kalähne.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Bei Beobachtungen über die von ihm als „schwarzes Licht" bezeichneten Erscheinungen fand Herr LE BON im Jahre 1900 am neutralen Chininsulfat eine Lumineszenzerscheinung, die mit Ionisation der umgebenden Luft verbunden war. Die Erscheinung besteht in folgendem. Das als Arzneimittel bekannte Chininsulfat, ein lockeres weißes Pulver, leuchtet beim Erhitzen auf Temperaturen zwischen 100° und 180° C kurze Zeit auf; beim Wiederabkühlen tritt von neuem eine kurzdauernde Lichtemission auf. Beide Male ist das Leuchten von Ionisation der umgebenden Luft begleitet, die man daran erkennt, daß ein geladenes Elektroskop in der Nähe des leuchtenden Sulfates entladen wird. Behauchen verstärkt das Leuchten beim Abkühlen, woraus LE BON schloß, daß ein chemischer Vorgang die Ursache des Leuchtens sei — Wasserabgabe beim Erhitzen und Wasseraufnahme aus der atmosphärischen Feuchtigkeit beim Abkühlen.. Als Ursache der Ionisation der Luft glaubte er eine der Radiumstrahlung ähnliche Strahlung des Chininsulfates annehmen zu müssen.

Ich habe es unternommen, die Natur dieser hypothetischen Strahlung zu untersuchen, um zu entscheiden, ob eine direkte Aussendung geladener Teilchen vorliegt, oder, wie ich vermutete, Ausstrahlung von ultraviolettem Licht, das nach LENARD ionisierende Eigenschaften besitzt und daher ebenfalls die beobachtete Ionisation der Luft erregen könnte. Eine im Verlauf dieser Untersuchungen erschienene Arbeit von Miss GATES, die auf Veranlassung von RUTHERFORD entstanden ist, hat zum Ziele wesentlich den Nachweis, daß die Chininstrahlung durchaus verschieden ist von der Strahlung der radioaktiven Substanzen, bringt aber weder eine endgültige Entscheidung dieser Frage, noch sind ihre Resultate in allen Punkten einwandfrei.

Bei den Absorptionsversuchen, die ich zur Untersuchung der Strahlung anstellte, stieß ich ebenso wie Miss Gates auf Schwierigkeiten, die mit der Entstehungsweise der Strahlung zusammenhängen und die mich veranlaßten, zunächst die Bedingungen zu prüfen, unter denen die Strahlung entsteht. Es ergab sich dabei, daß als Ursache des Leuchtens und der Ionisation allein der schon von Le Bon vermutete chemische Vorgang der Wasserabgabe bzw. Wasseraufnahme in Betracht kommt, nicht die Temperaturänderung. Dieser Vorgang hat den Charakter eines umkehrbaren Dissoziationsprozesses, der abhängig ist von der Temperatur und dem Partialdrucke des Wasserdampfes in der Umgebung. Der Dissoziationsdruck des Dampfes beträgt bei 20° wenige Millimeter Quecksilbersäule, bei 40° nach roher Schätzung etwa 15 mm und bleibt bei 100° sicher noch erheblich unter 750 mm.

Die Intensität der Strahlung und mit ihr der Ionisationsgrad und die am Elektrometer beobachtete Stromstärke hängt ab von der Reaktionsgeschwindigkeit, die man durch passende Wahl der Temperatur und der Schnelligkeit, mit welcher der Wasserdampf zugeführt oder entfernt wird, beliebig regulieren kann. Der Ionisationsgrad, gemessen an der Stromstärke, ist daher nicht ohne weiteres charakteristisch für die Chininstrahlung. Wohl aber ist es nach meinen Beobachtungen die gesamte Entladungsmenge, die bei gegebener Spannung unabhängig ist von der Zeitdauer der Reaktion und nur abhängt von der Natur des umgebenden Gases, vom Vorzeichen der Elektrometerladung und der Richtung des chemischen Vorganges (Wasserabgabe oder Wasseraufnahme). Ob der Elektrodenabstand eine Rolle spielt, ist noch nicht untersucht worden. Die Entladungsmenge ist in Wasserstoff größer als in Luft und in dieser größer als in Kohlensäure; sie ist größer bei Wasseraufnahme als bei Wasserabgabe; sie ist ferner größer, wenn die dem geerdeten Sulfat gegenüberstehende Elektrometerplatte negativ geladen ist, als wenn dieselbe positive Ladung trägt. Bei 250 Volt Spannungsdifferenz und 0,6 cm Elektrodenabstand betrug sie für negative Ladung bei Wasseraufnahme etwa $25 . 10^{-9}$ Coulomb pro Gramm Sulfat.

Die Versuche wurden in einem geschlossenen Entladungsgefäß ausgeführt, bestehend aus einem flachen Messingteller mit dem in dünner Schicht darauf ausgebreiteten Sulfat, der mit

einer Glasglocke überdeckt war. Ins Innere der Glocke führte die isolierte Zuleitung zu einer Elektrode aus Messingdrahtnetz, die dem Chininsulfat gegenüberstand, und zwei Glasröhren zum Durchleiten von trockener oder feuchter Luft. Der Teller mit dem Sulfat trug unten angelötet eine Kammer mit zwei Zuleitungsröhren aus Messing und konnte mittels derselben nach Belieben durch strömenden Dampf geheizt oder durch fließendes Wasser gekühlt werden.

Die Absorptionsversuche wurden in folgender Weise angeordnet. Der Boden einer flachen Metallbüchse, die mit einem Deckel hinreichend dicht verschlossen werden konnte, wurde von der zu untersuchenden Substanz gebildet; auf dieser lag das Sulfat in dünner Schicht. Die Büchse mit dem Sulfat wurde im Heizschrank auf 140° erhitzt und das Sulfat dadurch entwässert. Nach dem Erhitzen wurde die geschlossene Büchse im Exsikkator eine halbe Stunde abgekühlt, hierauf herausgenommen, auf die Öffnung in einer horizontalen Metallplatte gesetzt, der die Elektrometerplatte in 1 cm Entfernung gegenüberstand, und schnell der Deckel durch einen anderen ersetzt, der innen mit feuchtem Fließpapier ausgekleidet war. Die Reaktion verlief dann unter verhältnismäßig starkem Leuchten sehr rasch und intensiv. Trotzdem ergaben Versuche mit Aluminiumfolie von 0,02 mm bis 0,005 mm Dicke, durchscheinendem Seidenpapier und Quarz gar keine Elektrometerwirkung. Die zuweilen bei Quarz beobachtete, ganz eigenartige Elektrometerwirkung läßt sich rein elektrostatisch erklären, indem sich herausstellte, daß das Sulfat auf der gut isolierenden Quarzplatte von vornherein positive Ladung besaß, die entweder als Reibungs- oder als Pyroelektrizität zu erklären ist.

Die negativen Resultate beweisen, daß jedenfalls keine durchdringenden Strahlen vorhanden sein können, also keine β- oder γ-Strahlen. Ob stark absorbierbare positive α-Strahlen ausgesandt werden oder ultraviolettes Licht, wie vermutet wurde, müssen weitere Versuche zeigen. Jedenfalls müßte in letzterem Falle die Wellenlänge so klein sein, daß Quarz bereits stark absorbiert und nur Versuche mit Flußspat noch Erfolg versprechen können.

Über den Ferromagnetismus der Kristalle;

von Pierre Weiss.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 27. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

I. Magnetit.

Eine Untersuchung über die magnetischen Eigenschaften des Magnetits hat gezeigt, daß dieser reguläre Kristall sich im magnetischen Felde nicht verhält wie ein isotroper Körper, sondern eine Intensität der Magnetisierung annimmt, deren Größe mit der Richtung des Feldes sich ändert und deren Richtung im allgemeinen mit der Feldrichtung nicht übereinstimmt. Diese Erscheinungen besitzen die Symmetrie des regulären Systems. Wenn der Feldvektor eine Kugel beschreibt, beschreibt der Vektor Magnetisierung eine Fläche, welche einem Würfel mit hohlen Flächen und abgerundeten Kanten ähnlich ist und nur, wenn das Feld unendlich groß ist, zu einer Kugel ausartet.

Diese Eigenschaften sind durch Messungen mit dem ballistischen Galvanometer ermittelt worden. Hier zeige ich nur die Existenz der zwei aufeinander rechtwinkeligen Maxima der Magnetisierung in der Würfelfläche und der zwei gegeneinander geneigten Maxima in der Dodekaederfläche durch die Einstellung von Magnetitscheiben im Felde eines permanenten Magnetes.

II. Pyrrhotit.

Die Untersuchung des Magnetkieses oder Pyrrhotits, des anderen in schönen Kristallen vorkommenden ferromagnetischen Minerals, ergab sofort noch schärfere Gegensätze in dem magnetischen Verhalten in verschiedenen Richtungen. Der Pyrrhotit ist scheinbar hexagonal. Es zeigte sich, daß die Intensität der Magnetisierung für alle Richtungen in der Basisebene des sechsseitigen Prismas einen bedeutenden Sättigungswert annehmen kann. Dagegen war in der Richtung senkrecht zu dieser Ebene

die Magnetisierung stets gleich Null. Diese Ebene, welche somit den Vektor Magnetisierung stets enthält, kann als magnetische Ebene bezeichnet werden.

Wenn das Feld gegen diese Ebene geneigt ist, sind Größe und Richtung der Magnetisierung in der magnetischen Ebene dieselben, wie wenn nur die Komponente des Feldes in dieser Ebene vorhanden wäre. Und zwar sind alle magnetischen Eigenschaften, die hysteretischen mit inbegriffen, diesem Gesetze unterworfen.

Wir führen hier einen kleinen Apparat vor, welcher gestattet, eine Kugel von Pyrrhotit mit der magnetischen Ebene senkrecht zu den Kraftlinien eines permanenten Magnetes oder parallel zu ihnen einzustellen. Ein Universalgelenk gibt in beiden Fällen der Kugel die nötige Beweglichkeit. In dem ersten Falle kann man den Magnetpol mit der Kugel in Berührung bringen, ohne eine Anziehung zu beobachten, in dem zweiten erfolgt ein Ausschlag schon in dem Abstande von mehreren Centimetern.

Solange nur Felder von wenigen hundert Gauss angewendet wurden, konnte keine Abweichung von der Eigenschaft der magnetischen Ebene entdeckt werden. Bei Feldern von mehreren tausend Einheiten dagegen zeigte sich, daß eine schwache Suszeptibilität senkrecht zur magnetischen Ebene besteht. Diese, umgerechnet auf dieselbe Dichte des Eisens, liegt ganz in der Nähe der Suszeptibilität der paramagnetischen Verbindungen des Eisens, von welcher H. du Bois gezeigt hat, daß sie angenähert konstant ist. Man kann also den Satz aussprechen: Der Pyrrhotit ist ferromagnetisch in der magnetischen Ebene und paramagnetisch senkrecht zu derselben.

Die ersten Messungen über die Eigenschaften des Pyrrhotits in der magnetischen Ebene zeigten eine außerordentlich komplizierte Beziehung zwischen der Größe und Richtung des Feldes und der Größe und Richtung der Intensität der Magnetisierung.

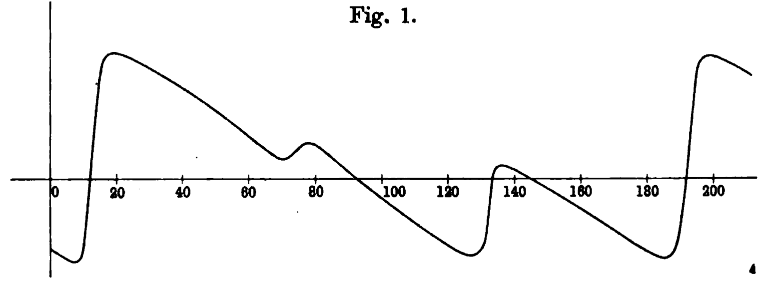
Die erwartete hexagonale Symmetrie fehlte, von den Symmetrieelementen schien nur das Zentrum zu bestehen.

Diese Verhältnisse klärten sich auf durch die Betrachtung der hier reproduzierten Kurve (Fig. 1), welche ein direktes Versuchsresultat darstellt. Es ist als Abszisse aufgetragen, der Winkel eines konstanten Feldes in der magnetischen Ebene mit einer bestimmten Anfangsrichtung derselben und als Ordinate

die Komponente der Magnetisierung senkrecht zur Richtung des Feldes.

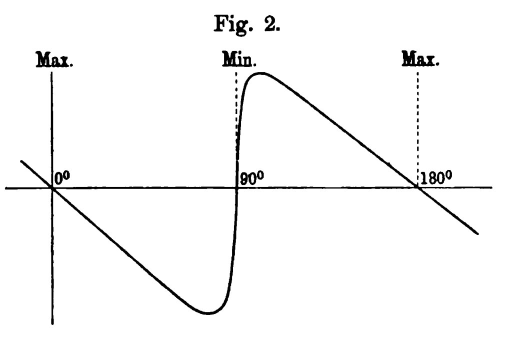
Um diese Kurve zu deuten, greifen wir zu einem Vergleich. Denken wir uns eine elliptische Platte aus Eisen in einem rotierenden Felde. Aus Symmetriegründen wird die Richtung der Magnetisierung mit derjenigen des Feldes übereinstimmen in der Richtung der Achsen der Ellipse. Ist das Feld gegen die Achsen

Fig. 1.



geneigt, so liegt die Intensität der Magnetisierung näher der großen Achse als das Feld. Daher dreht sich in der Nähe der großen Achse die Magnetisierung langsamer und in der Nähe der kleinen Achse rascher als das Feld. Diese letzte Drehung wird um so rascher, als die Ellipse gestreckter ist. Es wird daher, bei geeigneten Verhältnissen, die Komponente des Feldes in der Nähe der kleinen Achse von einem großen negativen Werte fast momentan auf einen großen positiven Wert übergehen, wie es Fig. 2 darstellt. Man sieht, daß die Fig. 1 durch Addition der Ordinaten dreier Kurven derselben Art wie die der Fig. 2 entsteht, die in verschiedenem Maßstab gezeichnet und gegeneinander um 60° bzw. 120° verschoben sind. Man ist daher zu der Hypothese geführt: Der Pyrrhotitkristall besteht aus drei einfacheren Kristallen, deren magnetische Ebenen zusammenfallen und die in der gemeinschaftlichen magnetischen Ebene um 120° gegeneinander verdreht sind.

Fig. 2.



Die relative Größe dieser Komponenten ist durch die Amplituden der raschen Variationen der Kurve Fig. 2 gegeben.

Diese Deutung wurde durch die Untersuchung weiterer Pyrrhotitkristalle bestätigt, indem bei allen die drei raschen Variationen auf der Kurve vorgefunden wurden, aber mit regellos von einem Kristall zum anderen sich verändernden Amplituden. Aber trotzdem mehrere hundert Bruchstücke untersucht wurden, gelang es nicht, ein einziges zu entdecken, in welchem nur einer der drei elementaren Kristalle vertreten wäre. Es blieb daher nichts anderes übrig, als die Eigenschaften der elementaren Substanz von denjenigen eines zusammengesetzten Kristalls abzuleiten, in welchem zwei der Komponenten einen möglichst kleinen Bruchteil der Substanz ausmachen.

Die Resultate dieser Untersuchung sind kurz zusammengefaßt folgende: Es gibt in der magnetischen Ebene jedes elementaren Kristalles zwei ausgezeichnete aufeinander senkrechte Richtungen, für welche das Feld und die Magnetisierung zusammenfallen. Für eine dieser Richtungen, diejenige der leichten Magnetisierung, erreicht die magnetische Intensität schon für kleine Felder ihren Sättigungswert und es lassen sich die Versuchsresultate ungezwungen durch den Satz ausdrücken: Für diese Richtung erreicht die Magnetisierung die Sättigung schon in den schwächsten Feldern, wenn man von der Hysterese und der entmagnetisierenden Wirkung der endlichen Dimensionen und der Diskontinuitäten des untersuchten Scheibchens absieht.

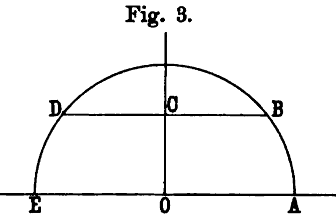
In der zu der ersteren senkrechten Richtung verhält sich die Substanz, wie wenn eine durch die Struktur des Kristalls bedingte entmagnetisierende Wirkung genau proportional der Intensität der Magnetisierung zu überwinden wäre. Mit den oben angegebenen Annäherungen ist daher die Magnetisierung proportional dem Felde und erreicht die Sättigung bei einem Felde von 7300 Gauss.

Wenn das Feld eine beliebige Größe und Richtung hat, bleibt der Endpunkt des Vektors Magnetisierung innerhalb eines Kreises, dessen Radius der Sättigungsintensität gleich ist.

Beschreibt ein gegebenes Feld alle Richtungen der magnetischen Ebene, indem es von der Richtung OA (Fig. 3) der leichten Magnetisierung ausgeht, so beschreibt die Magnetisierung zunächst den Bogen AB auf dem Kreise der Sättigung. Erreicht

das Feld die nächste Nähe der Richtung OC, so beschreibt die Magnetisierung momentan eine Sehne BCD parallel der Richtung leichter Magnetisierung und schließlich, während das Feld den Winkel COE zurücklegt, beschreibt die Magnetisierung den Bogen DE'. Die Pfeilhöhe des Bogens nimmt proportional ab mit der Differenz $7300 - H$ Gauss. Für alle Felder oberhalb 7300 Gauss beschreibt die Magnetisierung den Kreis der Sättigung vollständig. Die Substanz ist aber deswegen nicht isotrop, da die Richtung der Magnetisierung im allgemeinen mit der Feldrichtung nicht übereinstimmt.

Fig. 3.



Betrachtet man jetzt in einer gegebenen Richtung der magnetischen Ebene von 0 auf ∞ anwachsende Felder und die zugehörigen Werte der Komponente der Magnetisierung in Richtung des Feldes, so erhält man die Magnetisierungskurven im gebräuchlichen Sinne des Wortes. Diese Kurven gehören drei verschiedenen Typen an, je nachdem man die Richtung der leichten, der schwierigen Magnetisierung oder eine dazwischen liegende Richtung betrachtet. Es ist klar, daß man durch Kombination dieser Kurven diejenigen der technischen Materialien, die meistens Gemische von Kristallen sind, reproduzieren kann.

Wir haben bis jetzt von den hysteretischen Eigenschaften abgesehen. Es ist gelungen, auch für diese ein einheitliches Bild zu geben und sie mathematisch auszudrücken. Für diesen Teil der Untersuchung sowie für die Beziehungen der beobachteten Tatsachen zu einer einfachen Molekularhypothese verweise ich auf die Originalabhandlung [1]).

Im Anschluß an die beschriebenen Versuche wurde, gemeinschaftlich mit Dr. J. Kunz, die thermische Änderung der Magnetisierung untersucht. Es zeigte sich, daß die Sättigungsintensität mit der Temperatur einen ähnlichen Verlauf annimmt, wie diejenige der anderen magnetischen Materialien. Die Kurve, die sie als Funktion der Temperatur darstellt, ist ziemlich ähnlich einer

---

[1]) Journal de Physique, Paris 1905. Archives des Sciences physiques et naturelles. Genève 1905.

Parabel, deren Achse die Achse der Temperaturen und deren Scheitel bei 348° wäre, bei welcher Temperatur der Ferromagnetismus verschwindet.

Bei dem bisher beschriebenen Pyrrhotit von Morro Velho besteht in jeder Beziehung Reversibilität in bezug auf die Temperatur, auch die Hysterese kehrt mit der Abkühlung auf die ursprünglichen Werte zurück. Die Energie, die durch Hysterese verbraucht wird, nimmt proportional dem Quadrate der Intensität der Magnetisierung ab, wie es zu erwarten war, wenn das Koerzitivfeld von der Wechselwirkung von Molekularmagneten herrührt.

Diese Kristalle von Morro Velho haben keine Spaltbarkeit, der Bruch ist muschelig.

Wesentlich verschiedene Eigenschaften haben die blätterigen Massen verschiedenen Ursprungs. Schon bei gewöhnlicher Temperatur weisen sie manche Anomalien auf gegenüber den verhältnismäßig einfachen, scharf ausgeprägten Eigenschaften des Pyrrhotits von Morro Velho. So ist namentlich die Eigenschaft der magnetischen Ebene nicht so angenähert wie bei den letzteren. Die Untersuchung bei verschiedenen Temperaturen zeigte thermische Irreversibilität und das Auftreten von magnetischen Zustandsänderungen, für deren Beschreibung ich auf eine nächstens erscheinende gemeinschaftlich mit Dr. J. KUNZ ausgeführte Arbeit hinweise.

Über Thermoelektrizität;
von E. Lecher.

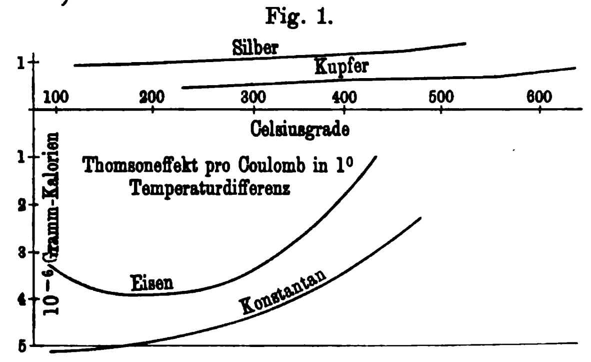
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 27. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Ich hatte die Absicht, meine Mitteilung in zwei Teile zu gliedern: einen experimentellen und einen theoretischen.

Die Kürze der zu Gebote stehenden Zeit zwingt mich aber, von meiner experimentellen Arbeit der geehrten Versammlung nur die Schlußresultate vorzuführen, die in dieser Tafel (Fig. 1) vereint sind [1]).

Fig. 1.



Die Abszisse gibt Celsiusgrade, die Ordinaten stellen den Thomsoneffekt für Eisen, Konstantan, Kupfer und Silber in absolutem Maße dar.

Irgendeine Ordinate gibt also die in einem Drahte von beliebigem Querschnitte und beliebiger Länge durch ein Ampere in einer Sekunde entwickelte Wärmemenge, wenn in dem Drahte ein solches Temperaturgefälle herrscht, daß die Eintrittsfläche des Stromes um 1° C höher ist als die Austrittsfläche. So ist z. B. der Thomsoneffekt für Eisen und für 100° gleich —3,40 Grammkalorien mal 10^{-6}.

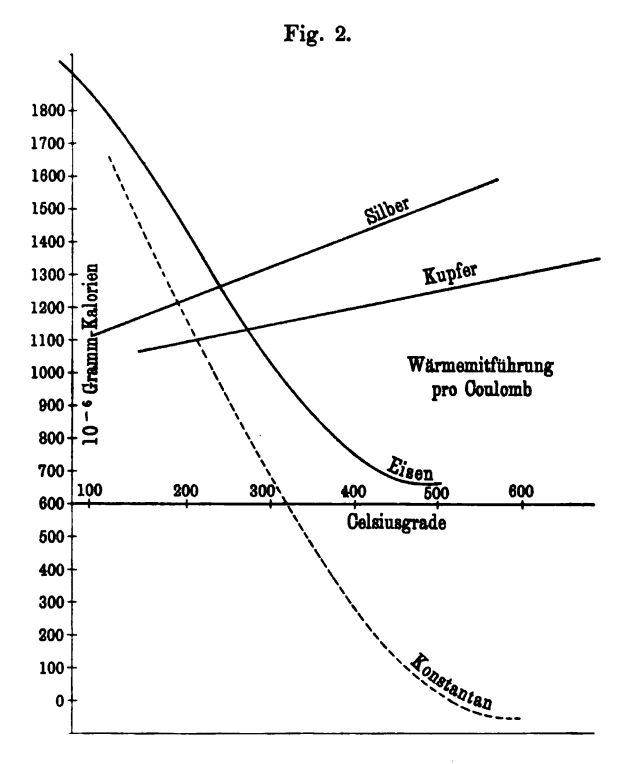
---

[1]) Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der Wiener Akademie.

Die bei niederen Temperaturen gewonnenen Zahlen stimmen sehr gut mit den von anderen Forschern gegebenen, für höhere Temperaturen wurden diese Größen vorher noch nie bestimmt.

Meine Messungen sind gewiß noch mit Fehlern behaftet, die sich werden verbessern lassen. — Gleichwohl ist der Zug der Linien der Hauptsache nach richtig, so daß man einige nicht uninteressante Folgerungen daran knüpfen kann.

Fig. 2.



Fassen wir unseren tatsächlich gefundenen Wert, die Ordinaten σ auf als Differenzwert einer mit der Temperatur sich ändernden Funktion $F(t)$, so ist

$$\frac{dF(t)}{dt} = \sigma \text{ oder } F(t) = \int \sigma \, dt.$$

Führen wir diese Integration für unsere gemessenen vier Funktionen σ durch, so stellt diese Tafel (Fig. 2) die so ge-

wonnenen $F(t)$ dar. (Eine leise Krümmung nach aufwärts ist für Ag und Cu nicht gezeichnet.) Diese Kurven können zunächst so aufgefaßt werden, daß die betreffenden Ordinaten bis auf eine Integrationskonstante die Wärmemitführung durch ein Coulomb liefern. Ich wähle diesen Ausdruck, da denselben F. W. THOMSON bei Entdeckung dieses Phänomens gebraucht: conduction of heat.

In Fig. 2 sind diese vier Kurven für die $F(t)$ in beliebiger Höhe eingezeichnet, der Ordinatenmaßstab ist gegen Fig. 1 bedeutend verkleinert.

Die weiteren Bemerkungen sollen sich auf ein Thermoelement Cu-Fe beziehen, wo die Temperatur der einen Lötstelle t_1 z. B. gleich 106° C, die der zweiten t_2 gleich 200° C sei. Dann fließt der Thermostrom von Cu durch die Lötstelle t_2 nach Fe.

In Fig. 3, wo nur mehr die $F(t)$ für Cu und Fe gezeichnet sind, geht also der Strom in der Richtung (dem Uhrzeiger entgegen) $z_2 x_2 x_1 z_1 z_2$. — Wenn ein Coulomb hindurchgeht, entwickelt er durch die Änderung von $F(t)$ folgende Wärmen:

Lötstelle t_1 $F_{fe}(t_1) - F_{cu}(t_1) =$ Höhendifferenz x_1 zu z_1 positiv,
Lötstelle t_2 $F_{cu}(t_2) - F_{fe}(t_2) =$ Höhendifferenz z_1 zu x_2 negativ,
im Cu-Drahte $\int dF_{cu}(t) =$ Höhendifferenz z_1 zu z_2 negativ,
im Fe-Drahte $\int dF_{fe}(t) =$ Höhendifferenz x_2 zu x_1 negativ.

Daraus ergibt sich zunächst folgende mnemotechnische Regel. Gehen wir in unserem Diagramm in der thermoelektrischen Richtung (dem Uhrzeiger entgegen), so sind Höhendifferenzen nach aufwärts genommen als Wärmeabsorption, d. i. als Wärmeeinnahme; Höhendifferenzen nach abwärts durchströmt als Wärmeerzeugung, d. i. als Wärmeabgabe der Kette aufzufassen.

Nun ergibt die Summe aller dieser Wärmen über den geschlossenen Kreis Null und nicht, wie es sein müßte, die Stromarbeit des Thermoelementes.

Diese Stromarbeit erfordert also ein Zusatzglied und dieses können wir anbringen entweder

I. nur an den Lötstellen, oder II. nur in den Drähten, oder III. an den Lötstellen und Drähten zugleich.

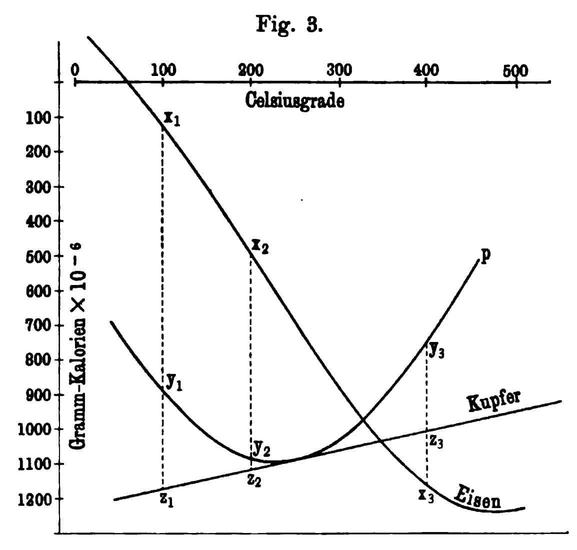
Ich gehe zur Erörterung dieser Vorstellungen:

I. Der ersten entspricht die von PLANCK gegebene Darstellung.

Fig. 3 gibt das betreffende Schema für FeCu. Ich zeichne zunächst $F(t)$ für Fe. Hierauf zeichne ich eine Funktion p so, daß die Ordinatendifferenzen zwischen diesen beiden Funktionen, z. B. $x_1 y_1$ oder $x_2 y_2$ oder $x_3 y_3$ usw., dem Peltiereffekt bei dieser Temperatur für die Stromeinheit pro Sekunde entsprechen. Dann zeichne ich die $F(t)$-Linie für Cu und zwar zunächst der Übersichtlichkeit wegen so, daß die p-Linie tangiert wird.

Nun ist mein $F(t)$ seiner Bedeutung nach genau dasselbe wie die „elektromolekulare Energie“ von PLANCK.

Fig. 3.



Nach PLANCK hat jedes Elektrizitätsteilchen, abgesehen von der gewöhnlichen elektrostatischen Lageenergie und sonstigen elektrischen Zuständen, in jedem Leiter eine bestimmte elektromolekulare Energie, welche nur von der Natur dieses Leiters und seiner Temperatur abhängt. Es sei, um die PLANCKsche Bezeichnung einzuführen, $F(t)$ für Eisen $= u_a$ und das $F(t)$ für Kupfer $= u_b$. Die entwickelten Wärmen sind nun durch die Änderung dieser Energie von u_a in u_b, also für irgendeine Lötstelle durch $u_a - u_b = x z$ gegeben.

Das Experiment der Peltierversuche liefert aber nur xy, also um den Betrag yz weniger. Dieser Betrag entspricht nach PLANCK der Potentialdifferenz π_{ab}.

Gehen wir um den ganzen Kreis herum, so heben sich wie natürlich, da Anfang und Ende gleich, alle Änderungen des u auf und es bleibt $\pi_{1ab} = y_1 z_1$ als Wärmeeinnahme und das kleinere $\pi_{2ab} = y_2 z_2$ als Wärmeabgabe. $y_1 z_1 - y_1 z_2$ ist also die beim Durchgange von ein Coulomb im Kreise verschwundene Wärme. — Diese entspricht der elektromotorischen Kraft.

Wir sehen, daß dies $(y_1 z_1 - y_2 z_3)$ von 0° bis gegen 280° wächst, dann abnimmt und schließlich negativ wird, wie es den Versuchsresultaten entspricht. Unsere Tabelle ist in g-Kalorien gegeben, rechnen wir diese Werte der elektromotorischen Kraft in Volt um, so erhalten wir genau die Werte, wie sie direkte Versuche über die thermoelektrische Kraft Cu Fe ergaben. Die Übereinstimmung — das Anschreiben von Zahlen führte hier zu weit — ist eine sehr gute [1]).

Ferner ist klar, daß ich die u_b-Linie (für Kupfer), da die Integrationskonstante unbekannt bleibt, in beliebiger Höhe zeichnen kann. Das ist selbstverständlich, da wir den Einzelwert π_{ab} nur an offenen Elementen bestimmen könnten.

Schließlich bemerke ich, daß die Überlegungen dieselben geblieben wären, wenn ich die Peltierkurve, statt über der Eisen-, über der Kupferlinie gezeichnet hätte (s. Fig. 4). Eine noch weitgehendere Vereinfachung ergibt die kompliziertere Fig. 5.

II. Überlegen wir nun, wie sich unser Diagramm für Fe Cu nach der Auffassung von Kohlrausch gestalten wird. Hier liegt die ganze elektromotorische Kraft nur in den Temperaturgefällen der Drähte.

Es seien nach Boltzmann m (bzw. μ) Temperaturfunktionen, welche die Wärme darstellen, die beim Austritte eines Coulombs aus dem betreffenden Metalle Eisen (bzw. Kupfer) entwickelt werden. Der Thomsoneffekt n (bzw. ν) wird hier nicht allein durch die Änderung des m (bzw. μ) erzeugt, es kommt noch eine Funktion a (bzw. b) hinzu. Das ist die Größe, welche für die elektromotorische Kraft des Elementes aufzukommen hat. Der Thomsoneffekt ist in einem Leiterelement

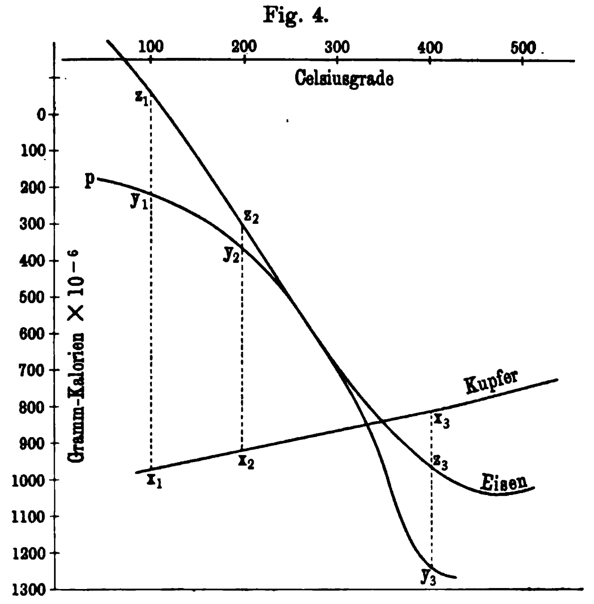
$$n\,dt = \left(\frac{dm}{dt} - a\right) dt.$$

[1]) Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der Wiener Akademie.

Nehmen wir der Übersichtlichkeit wegen zunächst an, daß diese elektromotorische Kraft nur im Eisen zu suchen sei. Ziehen wir eine Cu-Linie, wie in Fig. 4 in richtiger Direktion, so stelle diese Funktion μ dar. — Darüber zeichne ich die Peltierkurve, wie in Fig. 4; dieses ist die Funktion m.

Der Peltiereffekt ist dann $\mu - m = xy$. Zeichnen wir dann, wieder der Übersichtlichkeit wegen, die neue Eisenlinie $F(t)$ in richtiger Direktion, aber so, daß in einem Punkte Berührung stattfindet. Diese Funktion ist in BOLTZMANNs Bezeichnung $\int v\, d\, T$. Im Eisendrahte ergibt dies zwischen der Integrations-

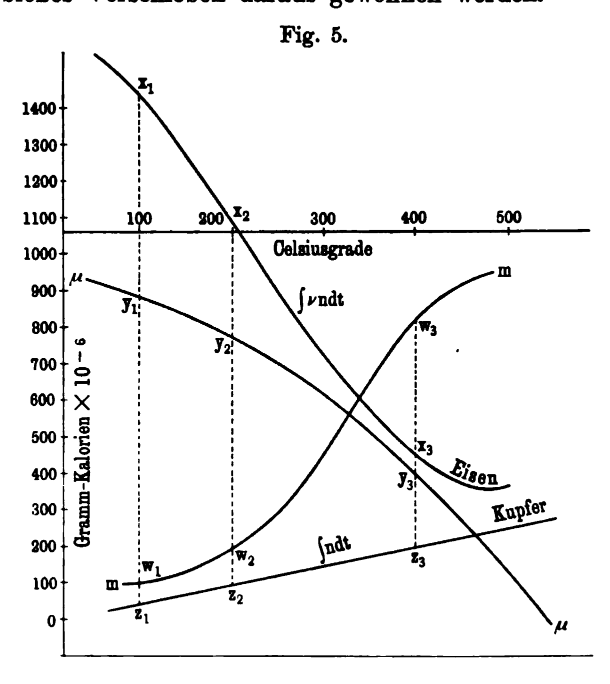
Fig. 4.



grenze t_1 und t_2 die Wärmeabsorption, welche der Höhendifferenz von z_2 nach z_1 entspricht. — Der elektrische Strom nimmt aber nur Wärme mit sich, welche der Höhendifferenz y_2 nach y_1 entspricht, d. h. meine Messung ergibt, daß der Strom mehr Wärme aus dem Drahte mitführt, als die Funktion μ verlangt und zwar entsprechend der Höhendifferenz z_2 zu z_1, weniger der Höhendifferenz von y_2 zu y_1 und das ist wieder gleich der Strecke $y_1 z_1 - y_2 z_2$. Wir kommen also, was den Gang und die Größe der thermoelektrischen Kraft anlangt, zu demselben Resultate wie früher.

Um hier den allgemeinsten Fall zu skizzieren, zeichnen wir (Fig. 5) zwei beliebige Funktionen m und μ, so, daß ihre Ordinatendifferenz den Peltiereffekt ergibt und dann in beliebiger Höhe meine zwei Kurven für Fe und Cu, hier $\int \nu dt$ und $\int n dt$ zu nennen. Die elektromotorische Kraft ist dann $(x_1 y_1 + w_1 z_1) - (x_2 y_2 + w_1 z_1)$ und Größe und Gang dieser Funktion sind genau dieselben wie im vorhergehenden einfacheren Beispiele. Fig. 3 oder 4 kann ja durch bloßes Verschieben daraus gewonnen werden.

Fig. 5.



III. Die Vorstellung, daß die elektromotorische Kraft sowohl in den Lötstellen als auch im Temperaturgefälle der Drähte sitzt (THOMSON, CLAUSIUS, BUDDE), ergibt endlich folgende Konstruktion, wobei ich die Benennung von BUDDE einführe.

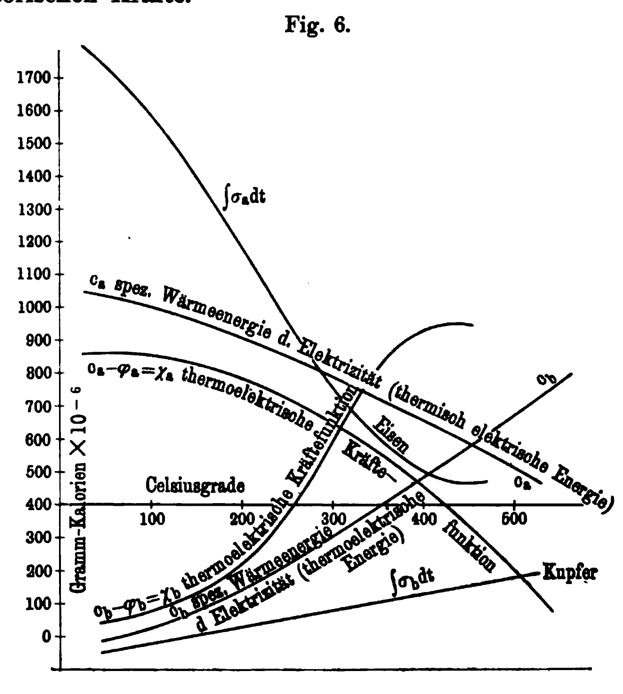
Wir zeichnen zwei beliebige Funktionen c_a und c_b für die spezifische Wärmeenergie der Elektrizität oder thermisch-elektrische Energie. (Fig. 6.)

Dann nehme ich zwei (nicht gezeichnete) Kurven, je eine für das Potentialniveau von Eisen und Kupfer, φ_a und φ_b. Diese

letzten zwei Kurven sind dadurch charakterisiert, daß $c_a - \varphi_a = \chi_a$ (thermoelektrische Kraftfunktion) und $c_b - \varphi_b = \chi_b$ als Ordinatendifferenz den Peltiereffekt geben. Und zum Schlusse zeichne ich meine alten Eisen- und Kupferfunktionen, hier als $\int \sigma dt$.

Diese Vereinigung der früheren Betrachtung I und II ergibt nun genau dieselben Ordinatendifferenzen für den Gang der elektromotorischen Kräfte.

Fig. 6.



Ich komme also zu dem Schlußresultate, daß alle bisherigen Theorien der Thermoelektrizität in ihrem rein energetischen Teile (I. Hauptsatz) mit meinen Messungen des Thomsoneffektes in gleicher Weise stimmen. Das muß so sein, es ist dies, wie W. Thomson treffend sagt, nur ein Beweis für die Richtigkeit der Messungen, nicht für die Richtigkeit irgend einer Theorie.

Ein Punkt aber, und zwar ein Punkt von größter Wichtigkeit, stimmt nicht. Meine Messungen sprechen gegen eine Anwendbarkeit des zweiten Hauptsatzes, als sei unser Prozeß ein vollkommen

umkehrbarer. THOMSON selbst hat bei Einführung dieses Satzes zur Vorsicht gemahnt und die Formel

$$\frac{dE}{dT} = T = \pi$$

(E elektromotorische Kraft, T absolute Temperatur, π Peltiereffekt) will er einer weiteren experimentellen Prüfung unterworfen sehen. BOLTZMANN äußert sich gleichfalls ausführlich in diesem Sinne.

Mein Diagramm zeigt nun für den neutralen Punkt, wo $\frac{dE}{dT} = 0$, kein Verschwinden des Peltiereffektes. Der Peltiernullpunkt liegt etwas höher. Die in den Figuren auftretende Differenz ist aber zu groß, weil die Kupferlinie eigentlich etwas gekrümmt ist.

Direkte einschlägige Messungen kenne ich in der Literatur vier. — BAUSENWEIN hat vor etwa zwei Jahren in meinem Laboratorium den Gang des Peltiereffektes für Eisen-Kupfer und Eisen-Silber untersucht und BATTELLI für Pb mit einer PbSn-Legierung und für Pb mit einer PbCd-Legierung, wo der neutrale Punkt sehr niedrig ist. — Alle Messungen ergaben nach der Meinung der betreffenden Autoren ein gleichzeitiges Verschwinden des π und $\frac{dE}{dT}$. — Ein genaues Studium der direkten Zahlenwerte ergibt mir aber in allen vier Fällen, daß $\frac{dE}{dT}$ bei etwas tieferer Temperatur verschwindet als π. — Ich kann daher die Vorstellung nicht zurückweisen, daß dem wirklich so sein könnte.

Ich spreche dies mit Reserve aus, denn bestätigten weitere Messungen, die ich schon vorbereitet habe, diese Vermutung, so fällt ein großer Teil dessen, was über Thermoelektrizität in der Literatur sich vorfindet, als unrichtig fort.

Über die Wellenfläche zweiachsiger aktiver Kristalle und über ihre konische Refraktion;

von W. Voigt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Das Verhalten zweiachsiger aktiver Kristalle ist bereits 1896 von einem speziellen Ansatz aus von WEDER theoretisch untersucht worden, der aus seinen analytischen Betrachtungen den Schluß zog, daß aktive zweiachsige Kristalle keine konische Refraktion zeigen könnten. Damals waren natürliche zweiachsige Kristalle noch nicht bekannt; die durch Druck zweiachsig gemachten Quarze aber hätten, auch wenn inaktiv, eine konische Refraktion in merklichem Betrage nicht ergeben.

Nun ist vor wenig Jahren POCKLINGTON der Nachweis gelungen, daß Rohrzucker eine recht merkliche zirkulare Doppelbrechung zeigt, und da innere und äußere konische Refraktion bei Zucker längst beobachtet waren, so entstand die Frage, wie diese Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung zu erklären wäre. Eigene Untersuchungen über konische Refraktion führten mich zu genauerer Analyse der Wellenfläche eines aktiven zweiachsigen Kristalles, die ich, um die Unsicherheit, welche die Diskussion einer Gleichung von sehr hohem Grade bringt, zu vermeiden, auf geometrisch konstruktivem Wege vornahm. Da die Aktivität nur in der Nähe derjenigen Richtungen merkliche Wirkungen gibt, die bei fehlender Aktivität zu den optischen Achsen werden, so habe ich nur diese genauer untersucht.

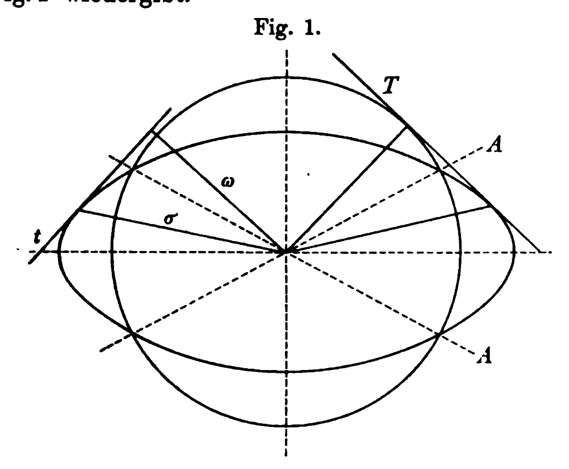
Die erhaltenen Resultate über die Gestalt der Wellenfläche stimmen mit einer von POCKLINGTON zunächst für magnetisch-aktive Kristalle gegebenen schematischen Skizze überein, liefern doch aber manche neue Züge, die die Vorstellung erleichtern und speziell die Beantwortung der Frage ermöglichen, wie sich der scheinbare Widerspruch zwischen Theorie und Beobachtung erklärt.

Mir scheint diese Wellenfläche an und für sich Interesse zu besitzen und somit will ich ihre Gestalt verständlich zu machen suchen.

Dazu ist erforderlich, in einer ganz bestimmten Weise an die Wellenfläche eines inaktiven zweiachsigen Kristalles anzuknüpfen. Wir betrachten deren Schnitt mit derjenigen optischen Symmetrieebene, welche die sogenannten Strahlenachsen enthält; dieser ist bekanntlich ein Kreis vom Radius b und eine Ellipse von den Halbachsen a und c von $a > b > c$. Die Vektoren A nach den Schnittpunkten sind die Strahlenachsen.

Eine Tangente an den gezeichneten Schnittkurven repräsentiert die zur Figurebene normale Tangentialebene an der Wellenfläche. Nach der Theorie von FRESNEL gehört zu einer Wellenebene t ein Strahl σ und eine Normalengeschwindigkeit ω, wie sie die Fig. 1 wiedergibt.

Fig. 1.



Die Tangente T, die zugleich Kreis und Ellipse berührt, repräsentiert eine Tangentenebene, die die Wellenfläche in einem Kreise tangiert; der Wellenebene T gehört also ein ganzer Strahlenkegel zu — der Kegel der inneren konischen Refraktion.

Trägt man auf jeder Richtung die Geschwindigkeiten der beiden ebenen Wellen auf, die sich längs derselben fortpflanzen, so erhält man eine zweite Oberfläche, die sogenannte Normalenfläche N, die zu der Wellenfläche S in einer bekannten geometrischen Beziehung steht. N ist die Fußpunktsfläche zu den

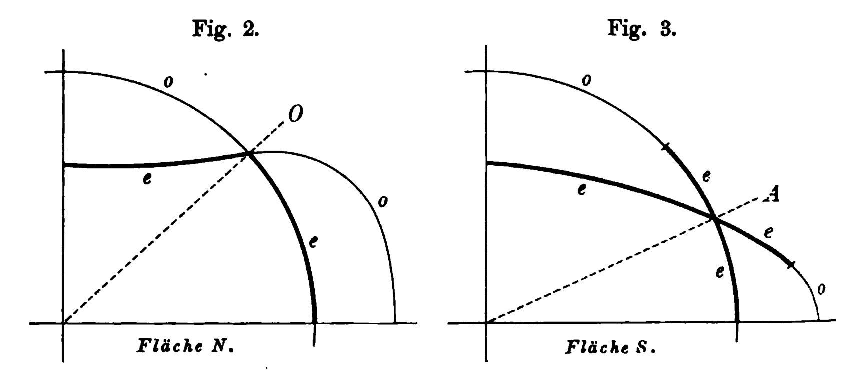
Tangentenebenen an S, umgekehrt ist S die Enveloppe der Ebenen, die normal auf den Radienvektoren von N durch ihre Endpunkte gelegt werden können.

Dieser letztere Zusammenhang gibt den Weg, auf dem man theoretisch zur Strahlen- oder Wellenlänge S eines Körpers gelangt; denn das von der Theorie primär gelieferte ist das Gesetz für die Fortpflanzung ebener Wellen, d. h. das Gesetz der Fläche N.

Bei einem gewöhnlichen aktiven Kristall sind die Schnittkurven der Fläche N mit den optischen Symmetrieebenen bekanntlich Kreise und Ovale; in der vorhin betrachteten Ebene hat der Kreis den Radius b, das Oval die Halbachsen a und c, so daß beide sich schneiden; die Vektoren nach den Schnittpunkten sind die optischen Achsen O.

Von Wichtigkeit ist nun die folgende Bemerkung. Die Fläche N wie die Fläche S läßt sich in zwei gesonderte Hüllen zerlegen,

Fig. 2. Fig. 3.



indem man sie in den Durchdringungspunkten, die auf den optischen bzw. den Strahlenachsen liegen, auseinander löst. Bei der Fläche N läßt man bekanntlich die so erhaltenen beiden Hüllen charakteristisch sein für die ordinäre und extraordinäre Welle; z. B. die äußere für die ordinäre, die innere für die extraordinäre, wie in Fig. 2 angegeben, die nur einen Quadranten des Schnittes wiedergibt.

Es charakterisieren dann aber nicht etwa zugleich die beiden Hüllen der Fläche S die der ordinären und der extraordinären Welle zugehörigen Strahlen, sondern zu der äußeren Hülle von N gehört die äußere von S abzüglich der von den Tangenten-

kreisen begrenzten Kegel, zu der inneren Hülle von N gehört die innere von S zuzüglich der von Tangentenkreisen begrenzten Kegel. Es pflanzen sich somit in gewissen Richtungen keine ordinären, aber zwei extraordinäre Strahlen fort oder umgekehrt. (In den Fig. 2 und 3 sind die einander entsprechenden Teile der Schnittkurven in gleichen Linienstärken dargestellt.)

Dies war vorauszuschicken nötig, um die Gestalt der Wellenfläche eines aktiven zweiachsigen Kristalles verständlich zu machen.

Die Fläche N eines solchen weicht bekanntlich von der der inaktiven Kristalle dadurch ab, daß die innere Hülle sich von selbst von der äußeren loslöst und dabei ihre Spitzen sich abrunden (Fig. 4); längs der sogenannten optischen Achsen O pflanzen sich hier zwei zirkulare Wellen mit verschiedenen Geschwindigkeiten fort.

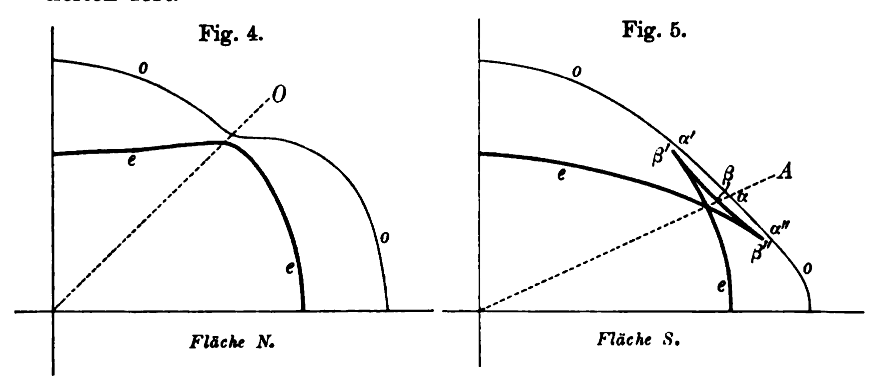


Fig. 4. Fläche N.

Fig. 5. Fläche S.

Die äußere Hülle der Fläche S entsteht aus der für einen inaktiven Kristall durch die Überdeckung der Löcher, die jene hatte, durch ein nach außen konvexes Flächenstück, so daß ein durchaus nach außen konvexes Gebilde entsteht. Analog entsteht die innere Hülle durch Überdeckung der Öffnungen der Kegel durch ein nach außen konkaves Flächenstück, so daß jetzt beide Hüllen der Fläche S keine Ränder mehr haben. Gleichzeitig sind die beiden Hüllen in der Gegend der optischen Achsen etwas auseinandergerückt (s. Fig. 5).

Wesentlich für das folgende ist, daß die beiden Flächenstücke, welche die Löcher in den einzelnen Hüllen der Wellen-

fläche inaktiver Kristalle bei aktiven Kristallen schließen, nach den von mir durchgeführten Konstruktionen, selbst bei erheblichem optischem Drehungsvermögen, äußerst schwach gekrümmt und sehr nahezu eben sind.

Die direkte Anschauung lehrt: beide Hüllen der Fläche S werden von jeder Ebene nur in einem Punkte berührt, und da die innere konische Refraktion im präzisen Sinne des Wortes nur eintritt, wenn eine Ebene die Wellenfläche in einer Kurve berührt, so läßt die Theorie diese innere konische Refraktion nicht zu. Die erneute Betrachtung bestätigt also die Resultate WEDERS.

Trotzdem wird die Theorie durch das faktische Eintreten derjenigen Erscheinungen, die man gemeinhin auf innere konische Refraktion zurückführt, nicht widerlegt, denn diese Erscheinungen sind in Wahrheit gar nicht Beweise für die betreffende Forderung der Theorie; es ist deshalb auch nicht richtig, daß das LLOYDsche Experiment bei nicht aktiven Kristallen in jener Richtung eine glänzende Bestätigung der FRESNELschen Theorie liefere, — jener helle Ring (wie auch der in demselben vorhandene dunkle Kreis, den POGGENDORFF entdeckt hat) tritt auch ein, wenn die Theorie die konische Refraktion ausschließt. Hierin liegt, wie mir scheint, die weiterreichende Bedeutung dieser Betrachtungen.

Die Sache verhält sich so. Jederzeit benutzt die Beobachtung ein Bündel von Strahlen bzw. Wellennormalen, in dem unendlich viele verschiedene Fortpflanzungsrichtungen vertreten sind. In diesem Bündel fließt nur unendlich wenig Energie streng parallel der optischen Achse; — was aus dieser einen Welle wird, ist absolut unbeobachtbar — gleichviel, ob sie nach der Theorie einen Strahlenkegel oder nur zwei Strahlen liefert. Alle wahrnehmbaren Erscheinungen werden durch diejenigen endlichen Energiemengen hervorgerufen, die in Richtungen fließen, die von der optischen Achse abweichen, und diese liefern auch bei unendlich kleinen Winkeln in aktiven wie inaktiven Kristallen nur zwei Strahlen. Daß nun aber auch in aktiven Kristallen diese Nachbarstrahlen zusammen einen von Strahlen erfüllten Kegelmantel — oder genauer, wie bei nicht aktiven Kristallen, zwei durch einen dunkeln Zwischenraum getrennte — liefern, ist leicht zu erkennen (s. Fig. 5).

In der Tat: gehen wir aus von einer Wellenebene, die die beiden Hüllen der Wellenfläche in α und β berühren würde, so wird wegen der großen Flachheit der benachbarten Flächenstücke eine kleine Drehung der Ebene die Berührungsstellen und somit die beiden Strahlenrichtungen sehr schnell (und zwar in entgegengesetzten Richtungen) verschieben; hier werden also die Strahlen weit divergieren und demgemäß sehr wenig Energie führen.

Die Krümmungen der beiden Oberflächen werden viel stärker von den Stellen $\alpha'\alpha''$ und $\beta'\beta''$ an; hier geben kleine Neigungen der Wellenebene kleine Verschiebungen der Berührungsstellen, d. h. dichtere bzw. intensivere Strahlen.

Es kommen sonach faktisch nur diejenigen Teile der Oberfläche merklich zur Geltung, die sich denjenigen der Wellenfläche inaktiver Kristalle zu beiden Seiten des Berührungskreises ähnlich verhalten, und hierdurch erklärt sich die Übereinstimmung der Erscheinung mit der bei letzteren beobachteten. Eigentliche konische Refraktion bedeutet weder die eine noch die andere.

Auf die Erklärung des POGGENDORFFschen dunkeln Kreises soll nicht erneut eingegangen werden [1].

Die äußere konische Refraktion beruht bekanntlich auf der Selbstdurchdringung der Wellenfläche S in der Strahlenachse. Diese ist beim Übergang zu aktiven Kristallen erhalten geblieben, und somit führt in dieser Hinsicht auch nicht einmal die Theorie auf einen Unterschied zwischen aktiven und inaktiven Kristallen. Daß auch bei der Beobachtung der äußeren konischen Refraktion die Benutzung eines endlichen Strahlenbündels eine wesentliche Rolle spielt, ist selbstverständlich.

---

[1]) Dieselbe findet sich Phys. ZS. 6, 672, 1905.

Das Emissionsspektrum des Auerstrumpfes;
von H. Rubens.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Wiederholt habe ich auf die Tatsache hingewiesen[1]), daß der Auerbrenner und insbesondere der Auerstrumpf im Verhältnis zu seiner Gesamtemission an Wärmestrahlen von großer Wellenlänge sehr reich ist. Andererseits haben die Herren Nernst und Bose[2]) aus ihren optischen Versuchen den Schluß gezogen, daß auch die sichtbare Strahlung des Auerstrumpfes einen unverhältnismäßig hohen Bruchteil seiner Gesamtstrahlung ausmachen müsse. Es schien mir deshalb erwünscht, das gesamte der Beobachtung zugängliche Spektrum des Auerstrumpfes spektrothermometrisch zu untersuchen und insbesondere sein Emissionsvermögen als Funktion der Wellenlänge festzustellen.

Die Energiemessungen wurden mit Spiegelspektrometer und linearer Thermosäule ausgeführt. Bis $\lambda = 8\,\mu$ wurde ein Fluoritprisma, bis $18\,\mu$ ein Sylvinprisma angewandt. Die Energiekurven wurden auf das normale Gitterspektrum reduziert. Untersucht wurde: 1. ein normaler Auerbrenner ohne Zugzylinder mit Degeastrumpf[3]), 2. derselbe Brenner ohne Strumpf, 3. derselbe Brenner mit entleuchtetem (mit Eisenoxyd überzogenem) Strumpf[4]). Die Resultate sind in den Kurven *a*, *b* und *c* der folgenden Fig. 1 wiedergegeben.

Man erkennt, daß die Energiekurve des Auerbrenners (*a*) derjenigen des einfachen Bunsenbrenners (*b*) in dem Spektralgebiet zwischen $2\,\mu$ und $5\,\mu$ sehr ähnlich ist; und in dem Gebiet

---

[1]) H. Rubens, Wied. Ann. **69**, 576, 1899; ferner H. Rubens und E. Ladenburg, Verh. D. Phys. Ges. **7**, 171, 1905.

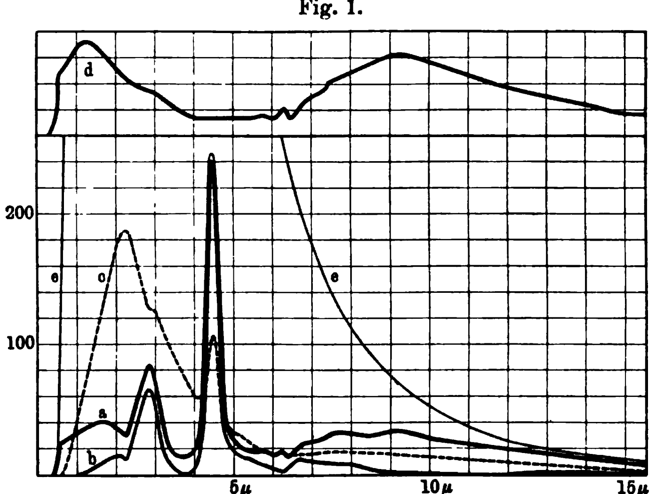
[2]) W. Nernst und E. Bose, Phys. ZS. **1**, 289, 1900.

[3]) Die Degeastrümpfe der Auergesellschaft bestehen aus etwa 99,2 Proz. Thoriumoxyd und 0,8 Proz. Ceroxyd.

[4]) Das Überziehen des Strumpfes mit Eisenoxyd wurde mittels Eintauchen in Tinte und nachherigem Ausglühen bewerkstelligt.

der kurzen und sehr langen Wellen weichen beide Kurven erheblich voneinander ab. Aus diesem Übereinstimmen beider Kurven in dem Teile des Spektrums, in welchem die starken Emissionsbanden des Bunsenbrenners liegen, ist zu schließen, daß erstens der Auerstrumpf hier ein äußerst geringes Emissionsvermögen besitzt, und daß zweitens die Masse des Strumpfes für diese Strahlen als nahezu vollkommen durchsichtig anzusehen ist. Man ist deshalb berechtigt, die Differenz der zugehörigen Ordinaten in beiden Kurven als angenäherte Werte für die Energie-

Fig. 1.



verteilung im Spektrum des Glühstrumpfes selbst zu betrachten. Die entsprechende graphische Darstellung liefert Kurve *d*. Der Maßstab der Ordinaten ist hierin doppelt so groß gewählt wie bei den Kurven *a*, *b* und *c*.

Sehr lehrreich ist die Betrachtung der Emissionskurve des Eisenoxydstrumpfes. Dieser wird im äußeren Flammenmantel nur rotglühend. Seine Temperatur, mit dem optischen Pyrometer gemessen, ergab sich zu 1050 bis 1100° C. Dennoch ist seine Gesamtemission etwa doppelt so groß als die des normalen Auerstrumpfes; besonders überwiegt sein Emissionsvermögen gegenüber demjenigen des Auerstrumpfes in dem Spektralgebiet zwischen 2 und 5 μ. Entsprechend ist auch seine Durchsichtigkeit für die Flammenstrahlung eine sehr geringe, wie aus dem relativ schwachen

Hervortreten der Wasserdampf- und Kohlensäure-Emissionsmaxima geschlossen werden muß.

Die Temperatur des Auerstrumpfes ergab sich an der untersuchten Stelle mit Hilfe des optischen Pyrometers von 1500 bis 1600° C in guter Übereinstimmung mit entsprechenden älteren Messungen der Herren HOLBORN und KURLBAUM [1]). Als mittlere Temperatur wurde im folgenden $t = 1527°$ C, also $d = 1800°$ absolut angenommen. Zeichnet man nun die Energiekurve eines absolut schwarzen Körpers von 1800° abs. nach der PLANCKschen Formel [2]) und wählt man den Maßstab der Abszissen ebenso wie bei Kurve d, denjenigen der Ordinaten derart, daß sich die Flächeninhalte der Kurven wie die Gesamtstrahlungen des schwarzen Körpers von 1800° abs. und des Auerstrumpfes verhalten, so kann man an jeder Stelle des Spektrums aus dem Verhältnis zweier zugehöriger Ordinaten das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes entnehmen. Hierbei ist freilich noch zu berücksichtigen, daß der Auerstrumpf nicht aus kontinuierlicher Masse besteht, sondern netzförmige Struktur besitzt. Läßt man indessen nur den seitlichen Rand des Glühkörpers strahlen, an welchem sich die Fäden scheinbar überdecken, oder bestimmt man die Absorption des Auerstrumpfgewebes durch besondere Versuche und bringt dieselbe in Anrechnung, was zu demselben Resultate führt, so kann man experimentell das Verhältnis der Gesamtstrahlung des Auerbrenners bzw. Bunsenbrenners zu derjenigen eines schwarzen Körpers von gleicher Temperatur und Massenverteilung bzw. Struktur ermitteln. Meine Versuche ergaben, unter Berücksichtigung des STEFANschen Gesetzes, daß ein vollkommen schwarzer Körper von 1800° abs. und der Struktur des Auerstrumpfes 32 mal so stark strahlt als dieser. Die entsprechende Energiekurve ist e; ihr Flächeninhalt übertrifft denjenigen von d um das 32 fache.

In der folgenden Tabelle sind für einige Wellenlängen die zugehörigen Ordinaten beider Kurven sowie das hieraus sich durch Division ergebende Emissionsvermögen des Strumpfes zusammengestellt:

---

[1]) HOLBORN und KURLBAUM, Ann. d. Phys. (4) 10, 225, 1903.

[2]) M. PLANCK, ebenda 4, 553, 1901.

λ	Schwarzer Körper bei 1800° abs.	Auer-strumpf	Emissions-vermögen	λ	Schwarzer Körper bei 1800° abs.	Auer-strumpf	Emissions-vermögen
0,45 μ	4,4	3,8	0,86	4,0 μ	962	7,6	0,0079
0,50	16,1	11,5	0,72	5,0	511	7,0	0,0137
0,55	45,0	22,0	0,49	6,0	292	7,9	0,0270
0,60	100	24,0	0,24	7,0	178	15,0	0,0843
0,70	390	25,8	0,062	8,0	113	23,9	0,211
1,0	1830	34,3	0,0187	9,0	75,6	29,9	0,395
1,2	2930	34,3	0,0116	10,0	52,3	27,4	0,524
1,5	3740	34,0	0,0091	12,0	27,3	19,1	0,70
2,0	3500	25,5	0,0073	15,0	12,0	8,9	0,74
3,0	1910	17,0	0,0088	18,0	6,2	5,0	0,81

Die Emissionsvermögen sind im Blau sehr hoch, nehmen aber nach Rot hin stark ab und betragen zwischen 1 und 5 μ weniger als 0,02, zwischen 2 und 4 μ sogar weniger als 0,01. Erst im Gebiet sehr langer Wellen, in welchem die Strahlung nur einen sehr geringen Bruchteil der Gesamtemission ausmacht, beginnen die Emissionsvermögen wieder zu wachsen und erreichen schließlich Werte, welche der 1 nahekommen. Hierdurch erklärt sich die günstige Wirkung des Auerbrenners als Strahlungsquelle bei Versuchen mit langen Wellen. Nicht nur sendet er diese Strahlen in großer Menge aus, er bietet auch den weiteren Vorteil, daß die in anderen Wärmequellen in überwiegendem Maße vorhandenen kurzwelligen Wärmestrahlen bei ihm fast vollständig fehlen. Besonders bei der Erzeugung der Reststrahlen ist diese Eigenschaft von großem Nutzen.

Aber auch für die Lichtemission des Auerstrumpfes ist der beobachtete Verlauf des Emissionsvermögens von entscheidender Bedeutung. Diese Messungen bilden eine durchgreifende Bestätigung der von den Herren Nernst und Bose aufgestellten Hypothese, nach welcher der Auerstrumpf neben seiner feinen Massenverteilung in erster Linie der geringen Gesamtemission seine hohe Temperatur verdankt. In Verbindung mit der großen strahlenden Oberfläche des Glühkörpers und seinem hohen Emissionsvermögen im sichtbaren Spektralgebiet bedingt diese hohe Temperatur von 1500 bis 1600° C den bekannten günstigen Lichteffekt.

Elektrooptische Eigenschaften der Kohle;
von E. Aschkinass.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Nach der elektromagnetischen Theorie des Lichtes kann man erwarten, daß gewisse Kohlenarten, denen eine hohe elektrische Leitungsfähigkeit zu eigen ist, für Strahlen großer Wellenlängen ein bedeutendes Reflexionsvermögen aufweisen werden, sofern wenigstens der Durchgang der Elektrizität durch diese Substanzen in derselben Weise erfolgt wie bei den Metallen. Diesbezügliche Versuche zeigten zunächst, daß die gut leitenden Kohlen (z. B. Gaskohle, SIEMENSsche Lampenkohle, Graphit) im Gebiete der HERTZschen Wellen im Einklange mit der Theorie tatsächlich ein Reflexionsvermögen von nahezu 100 Proz. besitzen. Der Einfluß des Leitungsvermögens gibt sich aber bereits in dem gesamten ultraroten Spektrum unzweideutig zu erkennen. Die Reflexionskurve beginnt nämlich (in guter Übereinstimmung mit der Theorie) unmittelbar hinter dem sichtbaren Spektralgebiete stark anzusteigen, und die Zunahme der Reflexionswerte setzt sich durch das ganze ultrarote Spektrum bis in das Gebiet der HERTZschen Wellen hinein stetig fort. So beträgt z. B. für polierte Gaskohle vom spezifischen Widerstand 75,8 das prozentische Reflexionsvermögen bei $\lambda = 0{,}589\,\mu$: 4,4, bei $\lambda = 4\,\mu$: 22,4 und bei $\lambda = 51{,}2\,\mu$: 56,5.

Außer den genannten Kohlensorten wurde auch Anthrazit untersucht. Dieser zeigte ein wesentlich anderes Verhalten: sein Reflexionsvermögen steigt zwar gleichfalls schon im Anfange des Ultrarot bis auf mehr als 10 Proz., erreicht aber bei $51{,}2\,\mu$ nur den Wert 14 und behält diesen Wert auch noch im Gebiete der HERTZschen Wellen. Da der Anthrazit ebensowenig wie eine der

übrigen Kohlenarten Eigenschwingungen besitzt, die dem ultraroten Spektralbereiche angehören, so weisen jene Beobachtungen bereits darauf hin, daß sein elektrisches Leitungsvermögen sehr gering sein muß, und tatsächlich ergaben die Messungen für seinen spezifischen Widerstand die Zahl 2×10^{10}. Demgemäß besitzt er auch eine gute Durchlässigkeit für HERTZsche Wellen, und der Grenzwert seines Brechungsexponenten berechnet sich aus der Reflexion zu $n_\infty = 2,2$. Bekanntlich ist für Diamant $n_D = 2,4$.

Die Diffusion der Flüssigkeiten;
von Stephane Leduc.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vergl. oben S. 257.)

Seit den Versuchen von GRAHAM nimmt man in der Wissenschaft an, daß die Diffusion der Flüssigkeiten in den kolloidalen Lösungen ebenso schnell wie in den wässerigen vor sich geht. Diese Annahme ist irrtümlich, wie man leicht durch die folgenden Versuche erkennen kann. Man gießt über Glasplatten Leimlösungen mit einer Spur Phenolphtaleïn, bereitet so Schichten aus Leimkonzentrationen zu 2, 5, 10, 20, 40 Proc. der Lösungen, und gießt auf jede Schicht einen Tropfen der nämlichen Natron- oder Kalilösung. Die Diffusion zeigt sich durch die rote Färbung und man beobachtet, daß, je verdünnter die kolloidale Lösung, desto schneller die roten Kreise sich verbreiten.

Man kann denselben Versuch machen mit Tropfen von Säure über Schichten von alkalischem Leim, gefärbt mit Phenolphtaleïn.

Man kann über Schichten von Leim mit verschiedenen Konzentrationen, in gleichen Entfernungen, einen Tropfen Kupfersulfatlösung und einen Tropfen Ferrocyankalilösung gießen, bei der Diffundierung entsteht zwischen den zwei Tropfen eine Wand von braunem Kupferferrocyanür und je konzentrierter die Leimlösung ist, desto später wird die Kupferwand erscheinen.

Die Diffusion geht vor sich gerade so wie der elektrische oder der magnetische Strom. Die Spannungsunterschiede sind die Unterschiede vom osmotischen Druck, wie Prof. NERNST gezeigt hat, die Geschwindigkeit der Diffusion ist mit der Stromstärke vergleichbar,

und die Größe, die bis jetzt für die Diffusion nicht betrachtet war, ist der **Widerstand** der verschiedenen Flüssigkeiten gegen die Diffusionsvorgänge. Dieser Widerstand unterscheidet sich von dem elektrischen insofern, als er sich nicht nur für die verschiedenen Flüssigkeiten ändert, sondern auch bei derselben Flüssigkeit verschieden ist für die verschiedenen diffundierenden Stoffe.

Die Analogie zwischen Diffusion elektrischer und magnetischer Vorgänge geht weiter. Ein Tropfen Wasser in einer Salzlösung verursacht Diffusion, Wasser geht aus dem Tropfen in die Lösung, der gelöste Stoff geht ein. Wenn der Tropfen Wasser mit Tusche gefärbt ist, so werden die Vorgänge sichtbar und ich habe sie photographieren können. Diese Photographien sind ganz analog denjenigen von magnetischen Kraftfeldern und man kann einen Tropfen Wasser in einer Salzlösung wie einen negativen Diffusionspol betrachten, der um sich ein Diffusionskraftfeld verursacht. Ein Tropfen Lösung in Wasser wird einen positiven Diffusionspol vorstellen, und mit Tusche konnte ich alle Kraftfelder zwischen gleichnamigen und ungleichnamigen Diffusionspolen herstellen und photographieren und weiter erkennen, daß zwischen diesen Diffusionspolen dieselben dynamischen und kinetischen Beziehungen herrschen, wie zwischen magnetischen und elektrischen Polen.

Wenn mehrere gleichnamige Diffusionspole nebeneinander in einer Flüssigkeit sind, so stoßen sie einander ab und bilden so polyedrische Zellen, analog den lebenden Zellen, mit derselben Gestalt, denselben Organen, Membran, Cytoplasma, Kern usw., und denselben doppelten Diffusionsvorgängen in jede Zelle hinein und aus derselben heraus.

Wenn man flüssige Zellen aufbewahrt, so zerteilt sich der Inhalt der Zellen in flüssige Körnchen, die wir haben photographieren können. Diese Segmentierung der Flüssigkeiten, bei langsamen Diffusionsbewegungen, ist durch den Unterschied der Kohäsion zwischen den verschiedenen Molekülen der Lösung erklärbar. Die Moleküle, welche einander am stärksten anziehen, ziehen sich zusammen zu kleinen Kügelchen, die anderen bilden die Wände.

Mit der Kenntnis der Diffusionspole kann man den Vorgang und die Figuren von der Karyokinese nachahmen und die Figuren photographieren.

Wenn man einen Tropfen gesättigte Zuckerlösung mit einer Spur Blutlaugensalz in Wasser mit Kupfersulfatzusatz gießt, so umwickelt sich der Tropfen mit einer Membran Kupfercyan und man hat die TRAUBEsche Zelle, aber diese Zelle, so hergestellt, wächst langsam, so daß sie nach einigen Stunden einen Stamm mit Ästen zeigt, den man photographieren kann. Durch das Wachsen ist die ganze Gestalt zehn bis zwanzig Mal so groß wie die Urzelle geworden.

Versuche über die Diffusion von Kohlensäure durch Kautschuk;

von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

Meine Herren! Die Versuche, über welche ich mir erlauben möchte, Ihnen zu berichten, sind direkt aus der Praxis heraus veranlaßt worden durch eine Berliner Installationsfirma für Heizungs- und Ventilationsanlagen, welche, um die praktische Verwertbarkeit eines neuen, durch Patent geschützten Verfahrens zur Reinigung der verbrauchten Luft in geschlossenen Räumen zu prüfen, sicherer numerischer Angaben für die Werte der Diffusionsgeschwindigkeiten gewisser Gase durch Kautschuk benötigte. Die neue Methode, welche es ermöglichen sollte, die Reinigung der Zimmerluft ohne Anwendung von Ventilatoren, also bei Vermeidung jeglicher Zugluft, durch Fortschaffung der Kohlensäure und anderer schädlicher Gase und Dämpfe, wie Ammoniak, Schwefelwasserstoff, Stickoxyd und der Dämpfe gewisser Fettsäuren zu erreichen, beruht nämlich auf der zuerst von Mitchell entdeckten und genauer von Graham untersuchten Eigenschaft des Kautschuks, Kohlensäure in hohem Maße durchdiffundieren zu lassen, dagegen Sauerstoff und Stickstoff fast vollkommen zurückzuhalten. Diese für Kohlensäure experimentell nachgewiesene Eigenschaft des Kautschuks glaubte der Patentinhaber auch auf die erwähnten Gase und Dämpfe übertragen zu dürfen. Es war demgemäß in Aussicht genommen, an geeigneten Stellen in die Wände der Innenräume der Gebäude (Krankenhäuser, Kasernen, Schulen) Kautschukplatten einzulassen, welche entweder vollständig eben, oder aber, um auf beschränktem Raume einen größeren Effekt zu erzielen, in einer eine größere Oberfläche bietenden Form hergestellt und nach innen wie nach außen mit geeigneten Schutzvorrichtungen gegen mechanische sowohl wie atmosphärische schädliche Einflüsse gesichert werden

sollten. Von diesen Erwägungen und Absichten ausgehend, richtete die erwähnte Firma an mich die Bitte, durch exakte, quantitative Messungen festzustellen, in wie weit die neue Methode zunächst einmal zur Fortschaffung der wichtigsten Verunreinigung der Luft, der Kohlensäure, geeignet wäre, d. h. numerisch festzustellen, welche Mengen von Kohlensäure durch die Flächeneinheit verschiedener Kautschuksorten in einer bestimmten Zeit unter den günstigsten Verhältnissen hindurchgingen, und welche Sorte und Dicke derselben sich als die geeignetste für die Praxis erweisen würde.

Wenn mir nun zwar auch von vornherein das neue Verfahren, wie ich sofort erklärte, wenig aussichtsvoll für eine praktische Verwertung erschien [1]), so ließ ich mich doch aus eigenem wissenschaftlichem Interesse dazu bewegen, Versuche nach dieser Richtung anzustellen, zumal Werte für die Diffusionsgeschwindigkeit der Gase nur für äußerst dünne Kautschukmembranen, wie sie etwa für die als Spielzeug dienenden Kautschukballons benutzt werden, bekannt sind, dagegen Angaben für die Diffusionsgeschwindigkeit durch dickere Kautschukmembranen in der Literatur gänzlich fehlen.

Sowohl die älteren Untersuchungen von MITCHELL [2]) und GRAHAM [3]), als auch in der neueren Zeit diejenigen von v. WROB-

---

[1]) Rechnet man auf Grund der gewonnenen, später mitzuteilenden Werte der Diffusionsgeschwindigkeiten aus, welche Kautschukoberflächen erforderlich wären, um nur die von einer einzigen Person ausgeatmete Kohlensäure aus einem Zimmer fortzuschaffen, so ergibt sich schon auf den ersten Blick, daß die in jenem Patent-vorgeschlagene Methode praktisch unausführbar ist. Um z. B. die von einem einzigen 10jährigen Mädchen ausgeatmete Kohlensäuremenge, welche nach SCHARLING (vgl. H. RIETSCHEL, Leitf. z. Berechn. u. Entwerf. v. Lüftungs- u. Heizungs-Anlagen, 1893, S. 5) 9700 ccm pro Stunde beträgt, dauernd zu entfernen, wäre bei Anwendung einer 0,6 mm dicken Membran schon eine Oberfläche von 48,5 qm erforderlich, und um die von einem einzigen 28jährigen Manne ausgeatmete Kohlensäuremenge, nach SCHARLING 18000 ccm pro Stunde (nach PETTENKOFER noch etwas mehr), fortzuschaffen, eine Oberfläche der Membran von 93,0 qm. Hierbei ist nun aber eine Partialdruckdifferenz von 760 mm angenommen. Da aber die wirkliche Partialdruckdifferenz der Kohlensäure innerhalb und außerhalb eines Zimmers nur eine minimale ist, so folgt sofort, daß die angegebenen, an sich schon unausführbaren Kautschukoberflächen noch ins Ungeheuerliche vergrößert werden müßten.

[2]) MITCHELL, Journ. of the Roy. Inst. 2, 101, 307. London 1831; ferner Pogg. Ann. 129, 550, 1866.

[3]) GRAHAM, Pogg. Ann. 129, 549, aus Phil. Trans. 1866.

LEWSKI[1]) und von KAYSER[2]) beschränken sich auf die Diffusion der Kohlensäure durch Seifenblasen und durch sehr dünne Kautschukmembranen (von einigen Hundertsteln bis im Maximum von 0,1 mm Dicke); diese Versuche sind wohl theoretisch von Interesse, in der Praxis aber können so dünne Kautschukmembranen wegen ihrer geringen Dauerhaftigkeit für den vorliegenden Zweck nicht verwertet werden.

Es erschien mir deshalb wünschenswert und nicht unwichtig, diese Lücke auszufüllen und auch für Kautschukmembranen beträchtlicherer Dicke, solcher z. B., wie sie unsere gewöhnlichen Gaszuleitungsschläuche besitzen, Werte für deren Diffusionskonstanten festzustellen.

Meine Versuche wurden angestellt an käuflichen, vulkanisierten braunen und grauen Kautschukplatten verschiedener Dicke, zwischen 0,15 und 2,4 mm, nach folgender Messungsmethode: Ich hatte mehrere halbkugelförmige Glasgefäße von gleicher Form und Größe anfertigen lassen, die an zwei gegenüberliegenden Seiten mit durch Glashähne verschließbaren Ansätzen versehen, und deren Grundflächen in möglichst plan gearbeitete Metallfassungen eingekittet waren (Fig. 1). Auf die ringförmigen planen Grundflächen wurden die Kautschukplatten mit durch Essig verdünntem Syndetikon auf das sorgfältigste befestigt und unter starker Pressung mehrere Tage lang gelassen, bis eine vollständige Trocknung eingetreten war. Alle Halbkugeln hatten nahezu dasselbe Volumen von etwa 310 ccm. Von zwei solchen mit gleichen Membranen verschlossenen Halbkugeln wurde nun die eine mit Kohlensäure gefüllt, die teils direkt aus dem Kohlensäureentwickelungsapparat, teils unter Vorschaltung von Trockenröhren mehrere Stunden vor dem Beginn der Versuche hindurchströmte, während die zweite Halbkugel mit der im Beobachtungszimmer enthaltenen Luft gefüllt wurde. Die so unter Atmosphärendruck gefüllten und durch die Hähne verschlossenen Halbkugeln wurden dann auf einer STÜCKRATHschen mit automatischer Vertauschungsvorrichtung versehenen Präzisionswage in geeigneten Zeitintervallen, welche anfänglich nur wenige Stunden betrugen und später auf einen ganzen

[1]) v. WROBLEWSKI, Pogg. Ann. 158, 539, 1876. Wied. Ann. 8, 33, 1880.
[2]) KAYSER, Wied. Ann. 43, 544, 1891. Vgl. auch REBENSTORFF, Abh. d. naturw. Ges. Isis, S. 26. Dresden 1904.

Tag ausgedehnt wurden, erstens einer relativen Gewichtsvergleichung unterzogen, wobei also stets die mit Luft gefüllte Halbkugel als Tara diente, und die durch die Diffusion bewirkten Gewichtsabnahmen durch Zulagegewichte bestimmt wurden; zweitens wurden unmittelbar hernach noch absolute Wägungen der beiden Halbkugeln, natürlich stets unter Berücksichtigung der jeweiligen meteorologischen Verhältnisse, ausgeführt.

Fig. 1.



An dieser Stelle möchte ich gleich erwähnen, daß sich auf diese Weise die Diffusionsvorgänge im Kautschuk leicht und bequem in einem Vorlesungsexperiment demonstrieren lassen. Wenn man nämlich die mit Luft und mit Kohlensäure gefüllten Halbkugeln, mit ihren anfänglich planen Kautschukmembranen gegeneinander gepreßt, einige Zeit lang stehen läßt und hernach wieder trennt, so findet man die Kautschukmembran der mit Kohlensäure gefüllten Halbkugel konkav (d. h. nach innen), die

der mit Luft gefüllten konvex (also nach außen) gewölbt, zum Beweise, daß die Kohlensäure aus dem mit Kohlensäure gefüllten Gefäße heraus- und in das mit Luft gefüllte hineindiffundiert ist. Die Druckverringerung im Kohlensäuregefäße, sowie der Überdruck im luftgefüllten Gefäße läßt sich dann leicht durch eine seitlich anzubringende Manometerröhre demonstrieren. Die Manometerröhre in Fig. 1 zeigt die Druckverminderung im Kohlensäuregefäße, für das Luftgefäß ist sie natürlich U-förmig zu wählen.

Mittels eines gleich großen dritten, mit Kohlensäure gefüllten und mit einer gleichen Membran verschlossenen Gefäßes wurden auf diese Weise die infolge der Diffusion bewirkten Druckänderungen im Kohlensäuregefäße gemessen.

Die Ergebnisse meiner bisherigen Versuche weichen nun in vieler Hinsicht von denen der genannten Forscher in nicht unerheblichem Maße ab. Zwar lassen sich unsere Versuche insofern gar nicht direkt miteinander vergleichen, als sie sich ja nicht auf identisches Material beziehen. Die von mir benutzten Membranen bestanden nicht aus reinem Parakautschuk, sondern, wie erwähnt, aus zwar frischem, aber nicht genügend definiertem käuflichem Kautschuk, dem stets je nach der Qualität mehr oder weniger fremde Beimengungen zugesetzt sind, welche die Diffusionsfähigkeit beeinflussen können. Auch meine Vorgänger haben nur mit käuflichem, nicht genügend definiertem Kautschuk gearbeitet; v. Wroblewski hebt sogar in seiner vorhin zitierten Arbeit hervor, daß die von ihm angewandten Membranen nicht aus frischem Kautschuk hergestellt waren, sondern aus solchem, welcher länger als vier Jahre im Straßburger physikalischen Institut aufbewahrt worden war und sowohl Geruch wie Aussehen frischen Kautschuks vollständig verloren hatte. Dazu kommt, daß bei den Versuchen von v. Wroblewski und von Kayser die sehr dünnen Membranen nicht in ihrem natürlichen Zustande zur Verwendung kamen, sondern daß sie in der Weise hergestellt wurden, daß eine dickere (bei v. Wroblewski eine 0,33 mm, bei Kayser eine 0,25 mm dicke) Membran bis nahe an ihre Zerreißungsgrenze gespannt wurde, wodurch zweifelsohne ihre Homogenität gefährdet und die ursprünglichen molekularen Verhältnisse geändert werden können. So erklärt es sich vielleicht, daß der von mir gefundene absolute Wert für die Diffusionsgeschwindigkeit von Kohlensäure durch

eine 0,15 mm dicke Kautschukmembran selbst in der Größenordnung nicht übereinstimmt mit dem von KAYSER für eine Membran gleicher Dicke gefundenen. Während KAYSER findet, daß durch 1 qcm derselben pro Minute 0,003 57 ccm Kohlensäure diffundieren, ergibt sich aus meinen Versuchen für dieselben Verhältnisse eine 10 mal kleinere Diffusionsmenge, nämlich 0,0003 79 ccm.

Es erscheint fraglich, ob man überhaupt die für den Vorgang der Diffusion von Gasen durch Kautschuk übliche Vorstellungsweise, deren Theorie STEFAN[1]) zunächst für die Diffusion von Kohlensäure durch Flüssigkeitsschichten unendlicher und dann endlicher Länge gegeben hat, ohne weiteres auch auf sehr dünne Membranen anwenden darf. Man faßt bekanntlich den Vorgang der Diffusion von Gasen durch Kautschuk nicht auf als gewöhnliche Diffusion durch eine poröse Scheidewand, sondern man nimmt an, daß die Seite der Kautschukmembran, welche mit der Kohlensäure in Berührung ist, eine bestimmte, von ihrem Druck und ihrer Temperatur abhängige Menge Kohlensäure absorbiert, daß diese sich dann in der Membran nach Art der Wärmebewegung fortpflanzt und an der anderen Membranseite je nach dem dort herrschenden Partialdruck der Kohlensäure freigegeben wird. Bedeutet k den Diffusionskoeffizienten, o die Oberfläche der Membran, d ihre Dicke, $p - p'$ die Differenz der Partialdrucke an beiden Seiten der Membran, oder die dieser Differenz proportionale Differenz der Absorptions- (Sättigungs-) mengen, t die Zeitdauer des Durchganges, so berechnet sich die diffundierte Gasmenge Q nach der Formel

$$Q = \frac{k \,.\, o \,.\, (p - p')}{d}\, t.$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Diffusion so langsam erfolgt, daß jede der beiden Grenzschichten die Kohlensäuremenge enthält, die dem auf ihrer Seite herrschenden Partialdrucke entspricht, daß also die der Kohlensäureatmosphäre zugewendete Seite der Membran mit Kohlensäure gesättigt ist, die der freien Atmosphäre ausgesetzte praktisch die Absorptionsmenge Null hat. Dies kann aber wohl für sehr dünne Membranen, wie sie v. WROBLEWSKI und KAYSER anwandten, nicht mehr mit Sicherheit angenommen

[1]) STEFAN, Wiener Ber. 77, 406, 1878.

werden, weil infolge der hier stattfindenden sehr schnellen Diffusion die eine Grenzschicht nicht schnell genug frische Kohlensäure aufnehmen kann, um stets gesättigt zu bleiben, die andere die Kohlensäure nicht schnell genug abgeben kann, als daß man für sie die Absorptionsmenge Null annehmen könnte.

Bei meinen mit dickeren Membranen angestellten Versuchen erscheint diese Annahme schon eher berechtigt; die Differenz der Partialdrucke war hier stets gleich dem absoluten, im Kohlensäuregefäße herrschenden Drucke der Kohlensäure, weil der Partialdruck der Kohlensäure auf der der freien Atmosphäre zugekehrten Membranseite gleich Null zu setzen ist, und ein Hineindiffundieren von Luft in das Kohlensäuregefäß in nachweisbarer Weise nicht stattfand.

Es ergibt sich aus meinen Versuchen, daß die Diffusionsgeschwindigkeit der Kohlensäure durch Kautschuk mit zunehmendem Drucke, allgemeiner mit der Zunahme der Differenz der Partialdrucke, zwar zunimmt, daß aber Proportionalität zwischen Diffusionsgeschwindigkeit und Druckdifferenz nicht besteht; und weiter zeigen meine Versuche, daß die Diffusionsgeschwindigkeit mit der Dicke abnimmt, aber nicht umgekehrt proportional derselben. So ergibt sich z. B. aus der folgenden Reihe, die als Mittel aus mehreren, je sieben Tage lang durchgeführten Beobachtungsreihen gewonnen ist, daß durch eine frische, braune Kautschukmembran von 0,6 mm Dicke, deren wirksame Fläche 43,942 qcm betrug (Radius der wirksamen Fläche 3,74 cm), unter mittleren meteorologischen Verhältnissen pro Quadratcentimeter diffundierten

während	des	1.	Tages	pro	Stunde	0,02142	ccm	Kohlensäure
„	„	2.	„	„	„	0,01853	„	„
„	„	3.	„	„	„	0,01274	„	„
„	„	4.	„	„	„	0,00857	„	„
„	„	5.	„	„	„	0,00567	„	„
„	„	6.	„	„	„	0,00394	„	„
„	„	7.	„	„	„	0,00313	„	„

Die Zahlen gelten unter der nicht zutreffenden Voraussetzung, daß die Membran während des Diffusionsvorganges eben bleibt. Sie wird aber tatsächlich mit zunehmender Diffusion infolge des atmosphärischen Überdruckes vergrößert, nämlich nach innen gekrümmt nach Form einer Kugelkalotte, deren Mantelfläche

$\pi(r^2 + h^2)$, wenn r den Radius (3,74 cm) und h die Höhe der Kalotte bedeutet (im Mittel angenommen nach dem 1. Tage 1,0 cm, nach dem 2. Tage 1,7 cm, nach dem 3. Tage 2,3 cm, nach dem 4. Tage 2,6 cm, nach dem 5. Tage 2,7 cm und dann konstant).

Unter dieser Annahme ergibt sich, wenn man zunächst die Dickenänderungen der Membran vernachlässigt, daß pro Quadratcentimeter der Membran bei mittlerer Krümmung

während	des	1.	Tages	pro	Stunde	0,02071	ccm	Kohlensäure	diffundieren
„	„	2.	„	„	„	0,01632	„	„	„
„	„	3.	„	„	„	0,00989	„	„	„
„	„	4.	„	„	„	0,00599	„	„	„
„	„	5.	„	„	„	0,00378	„	„	„
„	„	6.	„	„	„	0,00262	„	„	„
„	„	7.	„	„	„	0,00208	„	„	„

Berücksicht man endlich noch die durch die Krümmung der Membran bewirkte Dickenänderung derselben, so ergibt sich schließlich, daß pro Quadratcentimeter der Membran diffundierten:

während	des	1.	Tages	pro	Stunde	0,02000	ccm	Kohlensäure
„	„	2.	„	„	„	0,01454	„	„
„	„	3.	„	„	„	0,00765	„	„
„	„	4.	„	„	„	0,00418	„	„
„	„	5.	„	„	„	0,00252	„	„
„	„	6.	„	„	„	0,00172	„	„
„	„	7.	„	„	„	0,00137	„	„

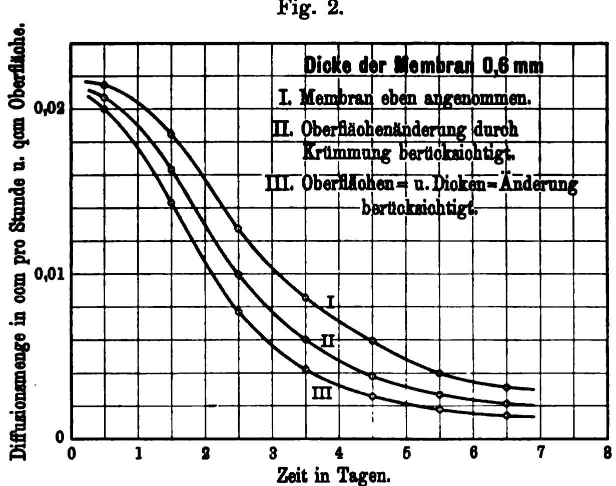
Fig. 2 enthält die graphische Darstellung dieser Beobachtungsreihe, die Abszissen stellen die Zeit in Tagen und Stunden, die Ordinaten die aus den beobachteten Gewichtsabnahmen unter Berücksichtigung der meteorologischen Verhältnisse berechneten Diffusionsmengen in Cubikcentimeter pro Stunde und Quadratcentimeter Oberfläche dar, und zwar in Kurve I für den Fall, daß die Membran eben angenommen wird; in Kurve II ist die Oberflächenänderung der Membran infolge der Krümmung und in Kurve III auch noch die Dickenänderung der Membran berücksichtigt.

Zur Berechnung und graphischen Darstellung sei noch Folgendes bemerkt:

Die Ordinaten der Kurven I, II, III stellen die mittleren Diffusionsmengen Kohlensäure pro Stunde und Quadratcentimeter Querschnitt während des 1., 2., 3. usf. Tages dar. Die Diffusionsgeschwindigkeit nimmt infolge des allmählich abnehmenden Gas-

druckes mit der Zeit ab. Hätte die Diffusionsgeschwindigkeit gleichförmig abgenommen, so würden diese Diffusionsmengen genau dieselben sein, die in der Mitte eines jeden Tages pro Stunde durch die Flächeneinheit der Membran hindurchgingen. (Die Diffusionsgeschwindigkeit zu irgend einer Zeit ist die Tangente in dem betreffenden Punkte einer Kurve, welche die gesamte diffundierte Menge Kohlensäure in Funktion der Zeit darstellt.) Die Höhe h der Kugelkalotte ist stets am Ende des betreffenden Tages gemessen; es gelten also auch die mit den Höhen h_0, h_1, h_2 berechneten Mantelflächen, welche der Reihe nach die Werte

Fig. 2.



haben 43,942 qcm, 47,1, 53,05, 60,55, 65,2, 66,85, 66,85 qcm, für das Ende des betreffenden Tages. Da aber die Kurven die Diffusionsmengen für die Mitte eines jeden Tages angeben, so ist auch stets mit dem Werte der Mantelfläche gerechnet, welcher dem Mittel aus dem Anfangs- und Endwerte für den betreffenden Tag entspricht. Dieselbe Betrachtung gilt auch für die Berechnung der Dicke δ der gekrümmten Membran. Ist M der Wert der Mantelfläche, so ist angenähert, da der ursprüngliche Wert der Mantelfläche $M_0 \doteq 43{,}942$ qcm, und der ursprüngliche Wert ihrer Dicke $\delta = 0{,}6$ mm ist,

$$\delta . M = 0{,}06 . 43{,}942, \quad \text{also} \quad \delta = 0{,}06 \cdot \frac{43{,}942}{M} \cdot$$

Die Kurve II gibt nun die Diffusionsmenge Q_2 für eine Membran von der Dicke δ.

Durch eine Membran von der ursprünglichen größeren Dicke von 0,06 cm würde also nur die Diffusionsmenge hindurchgehen

$$Q_3 = \frac{0{,}06 \cdot \frac{43{,}942}{M}}{0{,}06} \cdot Q_2 = \frac{43{,}942}{M} \cdot Q_2.$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß $\frac{Q_3}{Q_2} = \frac{\delta}{0{,}06}$, daß also innerhalb der engen Grenzen die Diffusionsmenge umgekehrt proportional der Dicke der Membran ist. Die Diffusionsmengen Q_3 werden durch die Kurve III dargestellt.

Der Verlauf dieser Kurve und ihrer entsprechenden Zahlenreihe zeigt, daß die Diffusionsgeschwindigkeit mit der Zeit abnimmt. Anfänglich, d. h. im Beginne der Versuchsreihe, nimmt die Diffusionsgeschwindigkeit — was aus der Kurve nicht ersichtlich ist, da sie nicht den Beginn der Diffusion, sondern erst die Tagesmittel der Diffusionsgeschwindigkeit darstellt — stets zu, wahrscheinlich, bis die Membran vollständig von Kohlensäure durchsetzt und mit ihr gesättigt ist, dann aber nimmt sie ab von 0,0200 ccm pro Quadratcentimeter und Stunde am 1. Tage bis auf 0,001 37 ccm am 7. Tage. Während dieses Zeitintervalles ging der Druck der Kohlensäure im Glasgefäße, welcher am 1. Tage, gleich dem atmosphärischen, 761 mm war, um 180 mm herunter, so daß er am letzten Tage nur noch 581 mm betrug. Während also die Differenz der Partialdrucke, d. i. in unserem Falle, wie bereits erwähnt, der absolute Druck der Kohlensäure im Glasgefäße, nur auf etwa $^3/_4$ des ursprünglichen Druckes herunterging, nahm die Diffusionsgeschwindigkeit der Kohlensäure bis auf etwa $^1/_{15}$ ihres anfänglichen Wertes ab. Durch einen längeren Zeitraum als sieben Tage hatte ich die Beobachtungsreihe deshalb nicht ausgedehnt, weil von dann ab trotz der noch sehr bedeutenden Partialdruckdifferenz von 581 mm, und trotzdem nachweislich, wie auf chemischem Wege durch Absorption der Kohlensäure durch Kalilauge festgestellt wurde, noch mehr als 200 ccm Kohlensäure im Gefäße vorhanden waren, die Diffusion so langsam erfolgte, daß die hernach beobachteten Gewichtsabnahmen schon innerhalb

der Genauigkeitsgrenzen der Wägung fielen (einige Zehntel Milligramm gegen etwa 40 Milligramm in den ersten Tagen).

Was also die Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit vom Drucke anbelangt, so scheint aus diesen Versuchen hervorzugehen, daß die Diffusionsgeschwindigkeit nicht allein von der Differenz der Partialdrucke, sondern in hohem Maße auch von der relativen Größe der absoluten Gasdrucke abhängt[1]).

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß durch solche Dauerversuche infolge des stetig wachsenden und dauernden äußeren Überdruckes die Elastizitätsgrenze der Kautschukmembran meistens überschritten wird; wenigstens nahmen dünnere Membranen, die mit der Dauer des Diffusionsvorganges immer stärker gekrümmt wurden, wenn am Ende der Versuchsreihe durch Öffnen der Hähne wieder Gleichgewicht war, nicht mehr ihre ursprüngliche ebene Form an, sondern waren schlaff und runzelig.

Was zweitens die Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von der Dicke der Membran betrifft, so scheinen meine Versuche auch die bisherige Annahme, daß sie umgekehrt proportional sei der Dicke, nicht zu rechtfertigen.

Aus der großen Zahl meiner hierauf bezüglichen Beobachtungen sei an dieser Stelle nur angeführt, daß drei der beschriebenen gleichen Glasgefäße mit Membranen frischen, braunen Kautschuks verschiedener Dicke (nämlich 2 mm, 0,6 mm und 0,15 mm) bespannt und zu gleicher Zeit mit trockener Kohlensäure unter gleichem Drucke und bei gleicher Temperatur gefüllt wurden, und daß dann die Diffusionsmengen von Kohlensäure bestimmt wurden,

---

[1]) Die von der gesamten Membran absorbierte Kohlensäuremenge kann, wenn man nach den Kayserschen Versuchen den Absorptionskoeffizienten des Kautschuks für Kohlensäure gleich 1 setzt, im Maximum (da die wirksame Grundfläche der Membran abgerundet 44 qcm und ihre Dicke 0,06 cm ist) nur etwa 2,64 ccm (von 760 mm Druck und 20° C) betragen. Da aber der Partialdruck der Kohlensäure in der Membran nur auf der der Kohlensäure zugewandten Seite 760 mm beträgt und nach der der freien Atmosphäre zugewandten Seite hin abnimmt, so enthält die gesamte Membran im ungünstigsten Falle etwa 1,5 bis 2,0 ccm Kohlensäure. Während eines ganzen Versuches diffundierten aber etwa 100 ccm Kohlensäure hindurch, so daß die durch Absorption festgehaltene Kohlensäuremenge das gewonnene Resultat nicht verdecken kann.

welche durch diese Membranen in denselben gleichen Zeitintervallen hindurchgingen. Es diffundierten in denselben sechs Tagen durch

die stärkste	Membran	42,2 ccm	Kohlensäure
„ mittlere	„	87,5 „	„
„ dünnste	„	93,7 „	„

Bei einer zweiten Beobachtungsreihe diffundierten in denselben gleichen Zeiträumen durch

die stärkste	Membran	35,2 ccm	Kohlensäure
„ mittlere	„	65,4 „	„
„ dünnste	„	97,0 „	„

Bei einer dritten Versuchsreihe endlich diffundierten in denselben gleichen Zeitintervallen durch

die stärkste	Membran	35,6 ccm	Kohlensäure
„ mittlere	„	71,3 „	„
„ dünnste[1])	„	123,2 „	„

Bildet man das Verhältnis der Diffusionsmengen, welche durch die mittlere und durch die stärkste Membran hindurchgingen, so erhält man

$$\frac{87,5}{42,2} = 2,07; \quad \frac{65,4}{35,2} = 1,86; \quad \frac{71,3}{35,6} = 2,03.$$

Während das Verhältnis der Diffusionsmengen im Mittel also nur 1,99 beträgt, ist das umgekehrte Verhältnis der Dicken: $\frac{2,0}{0,6} = 3,33$.

Und bildet man ferner das Verhältnis der Diffusionsmengen, welche durch die dünnste und dickste Membran hindurchgingen, so erhält man der Reihe nach die Werte $\frac{93,7}{42,2} = 2,22$, $\frac{97,0}{35,2} = 2,76$, $\frac{123,2}{35,6} = 3,46$, während das umgekehrte Verhältnis der Dicken jetzt sogar $\frac{2,0}{0,15} = 13,32$ ist.

Nun könnte man wohl, und zwar mit Recht, den Einwand erheben, die Abweichung von der bisherigen Annahme, daß die Diffusionsgeschwindigkeit umgekehrt proportional der Dicke sei, finde ihre Ursache und Erklärung dadurch, daß die drei Membranen nicht aus einem und demselben Material hergestellt seien. Tatsächlich

[1]) Diese Beobachtung ist im Beobachtungsjournal als unsicher bezeichnet.

ist es unsicher, ob sie aus demselben Material stammen, es ist sogar wahrscheinlicher, daß sie verschiedenen Kautschuksorten entstammen. Ob aber die Verschiedenheit der Kautschuksorten ausreicht, so große Abweichungen von der bisher angenommenen Gesetzmäßigkeit zu erklären, erscheint mir durch andere Messungen in Frage gestellt, welche ich gerade mit zwei ganz verschiedenen Kautschuksorten noch angestellt habe. Für zwei frische, nahezu gleich dicke Membranen, von denen die eine aus vulkanisiertem braunem, 2,0 mm dickem, die andere aus vulkanisiertem grauem, 2,2 mm dickem Kautschuk bestand, ergab sich das Verhältnis der Diffusionsmengen $\frac{62,5}{54,4} = 1,15$, während das umgekehrte Verhältnis der Dicken $\frac{2,2}{2,0} = 1,1$ ist.

Die beiden Membranen, welche offenbar aus ganz verschiedenen Kautschuksorten hergestellt sind, zeigen also zufälligerweise nahezu dieselbe Diffusionsfähigkeit für Kohlensäure.

Um bestimmte und sichere Werte für die Diffusionskonstante der Kohlensäure und anderer Gase durch Kautschuk zu gewinnen und die gesetzmäßige Abhängigkeit der Diffusion von der Dicke der Membran festzustellen, wird man zunächst mit reinem Parakautschuk und mit genauer definierten Kautschuksorten experimentieren und darauf achten müssen, daß die verschieden dicken Membranen aus genau derselben Kautschuksorte hergestellt sind. Um weiter die gesetzmäßige Abhängigkeit der Diffusion vom Partial- und vom Gesamtgasdruck festzustellen, werden die Versuche auf Gasgemische von verschiedenem Kohlensäuregehalt und bestimmtem Gesamtdrucke, sowie bei Veränderung des Gesamtdruckes des Gasgemisches auszudehnen sein. Solche Versuche sind von mir in Aussicht und zum Teil auch bereits in Angriff genommen worden.

Demonstration eines Apparates zur absoluten Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft;
von H. Gerdien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Die Messung der Dichte des Vertikalstromes in der Atmosphäre $j_h = -\frac{dV}{dh} \cdot \lambda + \varrho\, G_h$ (j_h vertikale Stromdichte, $\frac{dV}{dh}$ Potentialgefälle, λ spezifische elektrische Leitfähigkeit der Luft, ϱ freie Ladungsdichte, G_h vertikale Komponente der Geschwindigkeit des Konvektionsstromes) reduziert sich in zwei Fällen[1]) auf die Messung der Dichte des vertikalen Leitungsstromes $-\frac{dV}{dh} \cdot \lambda$, nämlich 1. am Erdboden, wo G_h verschwindet, und 2. in Höhen von mehr als 3000 m, wo die räumliche Ladungsdichte ϱ sehr klein wird. Die Messung des Potentialgefälles mittels des EXNERschen[2]) transportablen Instrumentariums bereitet heute ebensowenig Schwierigkeiten, wie seine Registrierung nach der BENNDORFschen[3]) Methode; zur Messung der spezifischen Leitfähigkeit aber fehlte uns leider ein geeigneter transportabler Apparat. Die Tatsache, daß die Luft eine merkliche, wenn auch sehr kleine Leitfähigkeit besitzt, war schon COULOMB bekannt; aber erst in neuester Zeit ist von LINSS[4]), ELSTER und GEITEL[5]) das systematische Studium derselben begonnen worden. Leider hat sich, insbesondere durch die Untersuchungen von H. SCHERING[6]), her-

---

[1]) H. GERDIEN, Terr. Magn. 10, 65—79, 1905; Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., 4, 716—729, 1905.

[2]) F. EXNER, Wien. Ber. 95, 1088, 1887.

[3]) H. BENNDORF, Wien. Ber. 111, 487—512, 1902; Met. ZS. 19, 282—283, 1902.

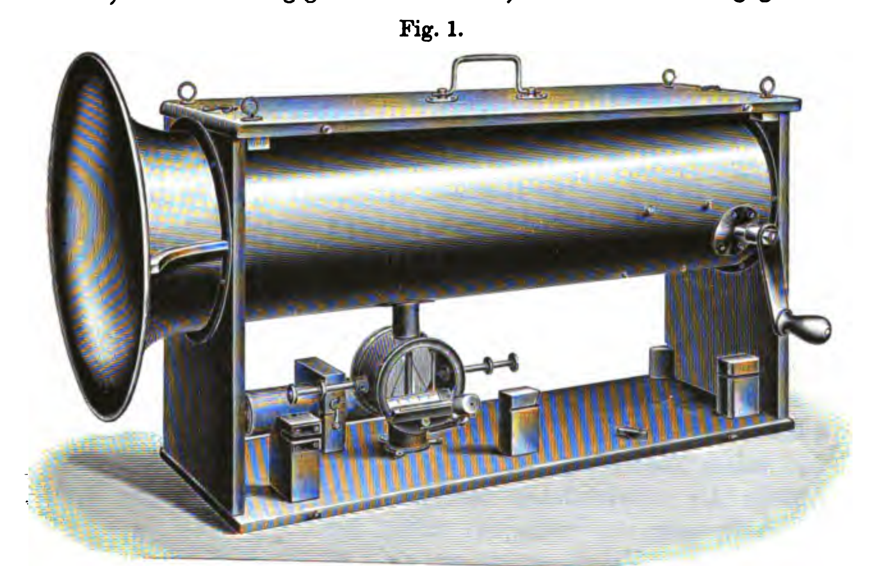
[4]) H. LINSS, Met. ZS. 4, 345, 1887.

[5]) J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 1, 11, 1899; Terr. Magn. 4, 213—234, 1899.

[6]) H. SCHERING, Dissertation, Göttingen 1904.

ausgestellt, daß der Zerstreuungsapparat zu quantitativen Messungen unbrauchbar ist; die neueren quantitativen Methoden beruhen auf Erfahrungen, die in englischen Laboratorien, insbesondere in demjenigen J. J. THOMSONS, gewonnen wurden. Nach H. EBERT [1]) läßt sich der Ionengehalt $\varepsilon . n_p$ und εn_n (ε Ladung des Ions, n_p bzw. n_n spezifische Zahl der positiven bzw. negativen Ionen) und damit n_p und n_n direkt messen; die Methode erfordert die Kenntnis der von einem Aspirator geförderten Luftmenge. Von H. GERDIEN [2]) und unabhängig von H. MACHE [3]) sind Methoden angegeben

Fig. 1.



worden, nach welchen direkt oder indirekt die Anteile der positiven und negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit $\varepsilon . n_p . v_p$ und $\varepsilon . n_n . v_n$ (v_p bzw. v_n spezifische Geschwindigkeiten der positiven bzw. negativen Ionen) und damit die v_p und v_n gemessen werden konnten.

---

[1]) H. EBERT, Arch. de Genève (4) 12, 97, 1901; Phys. ZS. 2, 662, 1901; Illustr. Aeron. Mitteil. 6, 178, 1902; Verh. D. Phys. Ges. 7, 34—37, 1905.

[2]) H. GERDIEN, Phys. ZS. 4, 632—635, 1903; Gött. Nachr. 1904, 277—299; Terr. Magn. 10, 65—79, 1905.

[3]) H. MACHE, Phys. ZS. 4, 717—721, 1903; H. MACHE und E. v. SCHWEIDLER, Phys. ZS. 6, 71—73, 1905.

Der neue Apparat[1]) (s. Fig. 1) soll die direkte Messung dieser Anteile in möglichst kurzer Zeit ermöglichen. Er besteht aus einem Zylinderkondensator, dessen äußere Elektrode einen Durchmesser von 16 cm, dessen innere Elektrode einen Durchmesser von 1,5 cm und eine Länge von 24 cm hat. In diesem Zylinderkondensator, dessen innere Elektrode isoliert auf dem Blättchenträger eines EXNER-ELSTER-GEITELschen Elektrometers befestigt ist, wird von einem mittels Kurbel angetriebenen vierflügeligen Fächeraspirator ein Luftstrom erzeugt; durch einen schalltrichterartigen Ansatz an der Einströmungsöffnung und ein vor dem Aspirator eingeschaltetes Drahtnetz ist für eine homogene Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Luftstromes gesorgt.

Ladet man die innere Elektrode und aspiriert dann während einer Zeit t mit einer Luftgeschwindigkeit, die durch ein bis zwei Kurbelumdrehungen pro Sekunde hergestellt wird, so gilt

$$\lambda_p = \varepsilon . n_p . v_p = \frac{lg\, V' - lg\, V''}{t} . \frac{C\, lg\, (r_a/r_i)}{2 \pi l},$$

und ein entsprechender Ausdruck für $\lambda_n = \varepsilon . n_n v_n$, worin V' und V'' das Anfangs- bzw. Endpotential des geladenen Systems, C seine Kapazität, r_a bzw. r_i den Radius der äußeren bzw. der inneren Elektrode, l die Länge der inneren Elektrode des Zylinderkondensators bezeichnen. Sind mehrere verschiedene Ionenarten von jedem Vorzeichen vorhanden, so summiert der Apparat die Anteile der verschiedenen Ionenarten an der spezifischen Leitfähigkeit, wenn die Bedingung erfüllt ist:

$$G > \frac{V' . 2\, v_{max}\, l}{(r_a^2 - r_i^2)\, lg\, (r_a/r_i)},$$

worin G die Geschwindigkeit des Luftstromes und v_{max} die größte unter den verschiedenen Ionenarten vorkommende spezifische Geschwindigkeit bedeutet.

Der Apparat liefert also unter dieser Bedingung die spezifische Leitfähigkeit in absolutem Maße unabhängig von der Geschwindigkeit des Luftstromes; diese muß nur eine gewisse untere Grenze überschreiten. Die einzige Konstante ist das Glied $\frac{C l_g (r_a/r_i)}{2 \pi l} = \frac{C}{C' 4 . \pi}$, worin C' den auf den Zylinderkonden-

[1]) H. GERDIEN, Gött. Nachr. 1905, Heft 3.

sator (ohne Elektrometer) entfallenden Anteil an der Kapazität bezeichnet. Die Konstante ermittelt man am besten durch direkte Messung von C und Ausmessung der Dimensionen des Zylinderkondensators.

Bei normaler Leitfähigkeit der Luft genügt am Erdboden eine Aspirationsdauer von wenigen Minuten zur Erzielung eines gut meßbaren Spannungsrückganges. Wegen der Einzelheiten sowie der bisher mit dem Apparat erzielten Resultate muß auf die Originalmitteilung verwiesen werden [1]).

---

[1]) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1905, Heft 3.

Über die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes für Drucke bis 8 Atm. und Temperaturen bis 350° C;

von Osc. Knoblauch.

Vorläufiger Bericht über gemeinsam mit MAX JAKOB angestellte Versuche.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Über die Abhängigkeit der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes von Druck und Temperatur liegen aus neuester Zeit zwei Arbeiten vor: sowohl die theoretische Abhandlung von R. LINDE [1]) wie die experimentelle von H. LORENZ [2]) kommt zu dem Ergebnis, daß die spezifische Wärme bei konstantem Druck c_p mit wachsender Temperatur abnimmt, dagegen mit steigendem Druck zunimmt. Während qualitativ zwischen den Ergebnissen der beiden Arbeiten volle Übereinstimmung besteht, weichen die erhaltenen Resultate quantitativ nicht unbeträchtlich voneinander ab. Die beim Erscheinen jener Abhandlungen im Laboratorium für technische Physik der kgl. technischen Hochschule München bereits begonnene experimentelle Bestimmung der spezifischen Wärme wurde deshalb nicht unterbrochen. Die bisher erhaltenen Resultate seien nachstehend mitgeteilt.

Der Wasserdampf wurde einem Dampfkessel von etwa 60 qm Heizfläche entnommen, durch Wasserabscheider entwässert und durchströmte dann einen vertikalen, aus 15 zylindrischen eisernen Gußkörpern zusammengesetzten Teil des Versuchsapparates. Die Gußkörper hatten je 20 cm lichte Weite und 20 cm Höhe und enthielten elektrische Heizkörper. Diese waren aus sogenanntem Nickelinplätt hergestellt, welches auf Kreuze von Jenaer Hartglas spiralisch aufgewickelt war. Der Heizstrom wurde von einer

---

[1]) R. LINDE, Mitteilungen über Forschungsarbeiten, herausgegeben vom Verein deutscher Ingenieure 21, 57, 1905.

[2]) H. LORENZ, ebenda, S. 93.

Gleichstrommaschine geliefert. Mit Hilfe dieses elektrischen Überhitzers war es möglich, dem Wasserdampfe jede beliebige Anfangstemperatur T_1 zu geben.

Aus dem in der Achse des Überhitzers strömenden Dampfe wurde durch ein seitliches Rohr ein Teil entnommen und durch eine Kupferschlange von 18 mm lichter Weite und über 5 m Länge zu einem Kondensator geleitet. Diese Schlange befand sich in einem Ölbade, welches mit Hilfe eines Heizkörpers, der aus einer Tonzelle mit aufgewickeltem Nickelinplätt bestand, unter gleichzeitiger kräftiger Rührung elektrisch geheizt wurde. Eine zweite Dynamomaschine lieferte hierzu den Heizstrom, durch dessen Regulierung es möglich war, der Temperatur des Öles und damit derjenigen T_2 des aus der Kupferspirale austretenden und in den Kondensator strömenden Dampfes jeden gewünschten Wert zu erteilen.

Die Differenz $T_2 - T_1$ gibt die Überhitzung an, welche der Dampf in der Kupferschlange erfährt. Aus dieser kann mit Hilfe der stündlich hindurchfließenden Dampfmenge, sowie der zur Heizung verbrauchten elektrischen Energie die spezifische Wärme des Dampfes berechnet werden.

Die vom Dampfe aufgenommene Wärmemenge ist die Differenz aus der gesamten elektrisch zugeführten Energie und der durch Ausstrahlung usw. verloren gegangenen Wärme. Diese Wärmeverluste wurden nach einer oder auch nach zwei Methoden bestimmt. Bei der einen wurde anschließend an den Hauptversuch bei gleicher Öltemperatur wie bei diesem die Eintrittstemperatur T_1 des Dampfes der Austrittstemperatur T_2 gleich gemacht und dann diejenige Heizenergie ermittelt, welche nötig war, um die Öltemperatur konstant zu halten. Bei der zweiten Art der Nachperiode wurde die Dampfzufuhr völlig abgestellt und dann sofort ebenfalls die zur Konstanthaltung der Öltemperatur nötige Heizung festgestellt.

Das stündlich durch den Apparat strömende Dampfgewicht betrug im Mittel 40 kg, die erzielte Überhitzung etwa 35°; die Versuche wurden bei 2, 4, 6 und 8 Atmosphären angestellt und bei Temperaturen, die in Intervallen von ungefähr 50° von der Sättigungstemperatur bis zu 350° anstiegen. — Die Versuche wurden stets erst begonnen, wenn der ganze Apparat bereits

längere Zeit im Temperaturgleichgewichte gewesen war, was etwa 5 bis 6 Stunden nach Einleitung des Dampfes eintrat. Jeder einzelne Versuch dauerte mindestens 40 Minuten. Durch beständige Regulierung der elektrischen Ölheizung gelang es im allgemeinen, die Temperatur des Öles sowie T_2 während eines Versuches auf etwa $^1/_2{}^0$ im Mittel unverändert zu halten. Ebenso war es möglich, durch Konstanthaltung von Kesseldruck, Durchflußmenge und Heizung im großen Überhitzer die größten Schwankungen von T_1 im Mittel nicht größer als 1^0 werden zu lassen. — Die Korrekturen, welche an den Thermometerablesungen wegen des herausragenden Fadens anzubringen waren, wurden mit einem Fadenthermometer nach MAHLKE bestimmt. Sie betrugen höchstens 1^0, in der Regel bedeutend weniger.

Die von uns beobachtete Abhängigkeit der spezifischen Wärme c_p des Wasserdampfes von Druck und Temperatur ist die gleiche wie die von R. LINDE theoretisch geforderte und von H. LORENZ experimentell gefundene, also Abnahme mit steigender Temperatur und Zunahme mit wachsendem Druck. Unsere Werte schließen sich recht gut der Formel (Gleichung 11) an, die R. LINDE, a. a. O., unter Benutzung der Dichtebestimmungen des Wasserdampfes aufgestellt hat, die in unserem Laboratorium ausgeführt worden sind. Dagegen sind die erhaltenen Werte vielfach wesentlich kleiner als die von H. LORENZ gefundenen, und zwar wachsen die Differenzen bei hohem Druck und niedriger Temperatur bis zu 20 Proz. an, während die Abweichungen von den LINDEschen Werten 3 Proz. nie überschreiten.

Die ausführliche Beschreibung der Versuchseinrichtung sowie die Mitteilung der erhaltenen Zahlenwerte von c_p soll demnächst erfolgen.

Fluoreszenz und chemische Konstitution;

von W. Kauffmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der chemischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 25. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Die Moleküle fluoreszierender aromatischer Verbindungen enthalten zwei verschiedene Arten von Gruppen, die für das Zustandekommen der Fluoreszenz wesentlich sind. Die erste Art sind Gruppen, in welchen der Sitz der Lichtemission zu suchen ist. Da diese Gruppen auch dann, wenn es sich nicht nur um Fluoreszenz-, sondern auch um andersartige Lumineszenzerscheinungen handelt, etwa um solche, die durch Radiumstrahlen oder Teslaströme erregbar sind, den Sitz der Lichtemission bilden, so werden sie zweckmäßig als Luminophore bezeichnet. Der Benzolring ist sehr häufig ein solches Luminophor. Die Gruppen der zweiten Art bewirken, daß die Lumineszenz in eine Fluoreszenz übergeht, und können daher Fluorogene genannt werden. Die fluoreszierenden Verbindungen sind demnach als Verbindung eines Fluorogens mit einem Luminophor aufzufassen. — Im ersten Teile des Vortrages wird die experimentelle Prüfung dieser Anschauung besprochen. Nach früheren Untersuchungen zeichnen sich alle Luminophore, die violette oder blaue Lumineszenz bedingen, durch abnorm hohe Werte der magnetischen Molekularrotation aus; eine Konsequenz der vorgetragenen Anschauung ist, daß violett oder blau fluoreszierende Verbindungen die gleiche Anomalie zeigen müssen. Die Messungen bestätigen in der Tat diesen Schluß. Violett fluoreszierende Stoffe wie Phenanthren, Stilben, verschiedene Naphtylamine, Anthranilsäureester, Dimenthylgentisinsäureester und andere ergeben alle im magnetischen Felde viel zu hohe Werte der Rotation; die Differenzen liegen zwischen 20 und 100 Proz. Die Fluorogene erhöhen manchmal die Anomalie ganz beträchtlich, so z. B. die Carbäthoxylgruppe; die Anomalie des Benzolringes des violett fluoreszierenden und lumineszierenden Anthranilsäureesters $NH_2 . C_6H_4 . CO_2C_2H_5$ ist fast doppelt so groß

als die des Ringes des nur lumineszierenden Anilins $NH_2 . C_6 H_5$. — Der zweite Teil des Vortrages behandelt die chemische Konstitution der Fluorogene. Das gemeinschaftlich mit Dipl.-Ing. AD. GROMBACH durchgeführte Studium von etwa 40 Derivaten des Hydrochinondimethyläthers, dessen Benzolring ein Luminophor ist, führte zur Aufstellung allgemeiner Gesichtspunkte. Es fand sich, daß außer dem Carboxyl und Carbäthoxyl Gruppen wie —C ⋮ N, —C=C— und >C:O fluorogen wirken können und daß nur Chromophoren diese Fähigkeit zukommt. Ferner ergab sich, daß Phenyl- oder Carboxylgruppen, die an eine aus Kohlenstoff bestehende chromophore Seitenkette gehängt werden, je nach der Stelle, an welcher sie eintreten, die Fluoreszenz verschieden beeinflussen; an das Kohlenstoffatom 1^1 herangebracht, wirken diese Gruppen schwächend und hindernd, an das Atom 1^2 angehängt dagegen begünstigend

OCH_3
—C—C—
1^1 1^2
OCH_3

auf die Fluoreszenz. Eine einfache Deutung dieser Tatsache bietet THIELES Theorie der Partialvalenzen und würde lauten: Die untersuchten Chromophore sind um so bessere Fluorogene, je mehr Partialvalenz zu ihrer Verkettung mit dem Benzolring verbraucht wird.

Barometrische Ausgleichsbewegung in der Erdatmosphäre;

von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung Geophysik der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 27. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Die seit 1879 von BLANFORD, später von HANN, HILDEBRANDSSON und BIGELOW verfolgte Frage der barometrischen Ausgleichsbewegung ist in den letzten Jahren von seiten der beiden LOCKYER in extensiver Weise soweit bearbeitet worden, daß eine Kartierung über die Erdoberfläche unternommen werden konnte. Die Herren LOCKYER verwendeten dazu 95 Stationen. Doch nur 29 von diesen konnten bestimmt als positiv oder negativ bezeichnet werden. Das heißt: die Schwankungen ihres Luftdruckes von Jahr zu Jahr schlossen sich dem Schwankungstypus von Bombay oder aber dem entgegengesetzten Typus an. Die übrigen 66 Stationen mußten als mehr oder weniger fraglich bezeichnet werden. Die Untersuchung geschah wesentlich auf dem Wege empirischer Schätzung.

Der Vortragende entschloß sich zu dem Versuche, diese durch zahlenmäßige Berechnung zu ersetzen. Er wählte ein Verfahren der qualitativen Analyse beim Vergleich von Schwankungskurven, das von ihm schon vor zehn Jahren in einer bodenhygienischen Untersuchung angewandt worden war. Die Kurven wurden qualitativ, d. h. nur nach der Richtung gleichzeitigen Schwankens, verglichen, zunächst nicht quantitativ, nach der Größe des jeweiligen Ausschlages.

Das bisher veröffentlichte LOCKYERsche Material gestattete, langjährige Schwankungskurven des Luftdruckes an 21 Stationen mit derjenigen Bombays zu vergleichen. Die qualitative Analyse lieferte eine homogene Reihe von 22 Prozentwerten, die, über die Erdoberfläche verteilt, eine vorläufige Kartierung gestatteten. Es wurden Kurven gleichen Prozentverhältnisses gegenüber Bombay entworfen, für die der Name „Isophasmen des Luftdruckes“ vor-

geschlagen ist. Sie lassen eine augenfällige geographische Beziehung zu den sekundären Kältepolen der Arktis und der Antarktis erkennen, für deren innere Beziehung zu den großen Luftdruckschwankungen der Erdatmosphäre der Vortragende schon aus anderen Gründen eingetreten ist.

Ein weiterer qualitativer Vergleich mit den Schwankungen der Protuberanzen nach TACCHINI führte nicht zu einem gleich gut stimmenden Gesamtbilde wie derjenige mit den Bombay-Schwankungen. Der quantitative Vergleich einiger hervorstechender Einzelheiten ließ andererseits keinen Zweifel, daß diese tropischen Luftdruckschwankungen gegenüber solchen in höheren Breiten als primär zu gelten haben.

Der vollständige Vortrag erscheint in der Zeitschrift der Treptow-Sternwarte „Das Weltall“, 6.

Vulkanismus zur See;
von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung Geophysik der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Das zentral-ozeanische Gebiet häufigster Seebeben entfällt außerhalb der Zehngradzonen häufigster Seebeben nach geographischer Länge und Breite. Diese entsprechen der im Verhältnis größten Ausdehnung der tektonisch wichtigen Kontinentalränder. Jenes Gebiet liegt inmitten des äquatorialen Atlantik. Auf einem Flächenraume von wenig mehr als zwei Zehngradfeldern sind dort rund 100 seebebenartige Erscheinungen zu verzeichnen, fast $^1/_7$ der bisher aus allen Meeren der Erde gesammelten Fälle. Die nautische Wichtigkeit dieses bedenklichen Verhaltens geht schon daraus hervor, daß von den 14 bis 15 bisher bekannt gewordenen schweren Schiffsschädigungen durch Seebeben nicht weniger als sechs in dieses Gebiet entfallen, trotz seiner Entlegenheit inmitten des Ozeans. Auch kreuzt dort den Äquator eine der meist befahrenen Hochstraßen des Segel- und Dampfschiffverkehrs.

Für eine gefahrlose Regelung dieses Verkehrs erscheint es von großer Bedeutung, daß die Äußerungen des unterseeischen Vulkanismus daselbst einen entschiedenen Zug nach westlicher Richtung erkennen lassen. In den drei Intervallen zwischen den vier Doppeljahrzehnten seit 1831 verlegte sich die mittlere Länge jener Äußerungen um je $2^1/_2$ bis $3^1/_2$ Längengrade nach Westen. Von 1831 bis 1850 lag sie unter 20°, seit 1891 liegt sie unter $28^1/_2$° westlicher Länge.

An einer formal-statistischen Ursache dürfte diese Verlegung nicht liegen. Dem gesteigerten Dampferverkehr nach Brasilien steht jedenfalls seit 1891 eine ähnliche Steigerung des Verkehrs der Afrikalinien gegenüber. Der seit 1871 wirksame Suezverkehr würde weder die vorhergehende Verlegung nach Westen noch den stetigen Fortgang der späteren Verlegung erklären. Die Segelschiff-

routen sollten zwar nach dem Vorschlage MAURYS (1848) anstatt durchschnittlich unter 23° westl. Länge, unter $29^1/_2$° westl. Länge den Äquator kreuzen. Gegenvorschläge DE KERHALLETS (1853) und VON NEUMAYERS (1864) legten die Kreuzungsstelle aber wieder auf 25°, das Niederländische meteorologische Institut sogar auf 24° westl. Länge zurück. Immerhin ließe sich gegen den formal-statistischen Einwand nur dann Entscheidendes sagen, wenn eine Frequenzstatistik jener Schiffahrtslinien zahlenmäßig vorliegen würde.

Dem im Zentralatlantik beobachteten Verhalten tritt aber der Vulkanismus im großen zur Seite. Vom Jahre 1902 an ist im Atlantischen, im Indischen und im Großen Ozean eine entschieden stärkere Heimsuchung der Westhälften und der Westküsten durch vulkanische und seismische Erscheinungen festzustellen.

Der Hauptteil des Vortrages erscheint vollständig in der Zeitschrift der Treptow-Sternwarte „Das Weltall", Hefte 1 u. 2, unter dem Titel „Der Zug nach Westen im ozeanischen Vulkanismus".

Das meteorologische Jahr 1904/05, mit besonderer Berücksichtigung der Niederschläge in Mitteleuropa;

von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung Geophysik der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 27. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

Der mit August 1905 beendete Jahrgang zeichnete sich durch schwere Sturmerscheinungen aus. Auch die besonders starken Wirbelstürme der Tropen, die Taifune Westindiens oder Hurrikane dehnten ihr Verbreitungsgebiet in höhere Breiten aus und zogen im August das westliche Mitteleuropa in Mitleidenschaft. Die Sonnentätigkeit, soweit Fleckenentwickelung auf sie schließen läßt, erreichte in ihm ein Maximum. Wie erfahrungsgemäß jene Steigerung der tropischen Taifungefahr, so hing damit vielleicht auch eine Steigerung der Gewittergefahr in Mitteleuropa zusammen. Jedenfalls traten Sturmgewitter, Wärmegewitter und Böengewitter häufig und in kräftiger Weise ein. Ihnen reihten sich auch wieder einige Tornados an, die aus Böengewittern erklärt werden dürfen.

Diese vermehrte Gewittergefahr zeigte andererseits einen augenscheinlichen Zusammenhang mit einer ungemein großen Häufigkeit der Interferenz von Tiefdruckgebieten. Die östliche Interferenz führte fünfmal, von Oktober bis Mai, zu schweren Wetterstürzen in den Alpen, während das östliche Mittelgebirge von Hochwassergefahr fast gänzlich verschont blieb. Wie diese Äußerung der östlichen Interferenz, so entsprach dem fast gewaltsam stürmischen Charakter des Jahrganges ein auffallendes Vorwalten der westlichen Interferenz. Ihr fielen nicht weniger als neun Wetterkatastrophen, hauptsächlich im westlichen Mitteleuropa, zu. Als zehnte darf ihr eine solche von Ende August im südlichen Alpengebiet angereiht werden, bei der aber die Beteiligung östlicher Interferenz nicht ganz ausgeschlossen erscheint.

In der ersten Maiwoche 1895 entwickelte sich westliche Interferenz in so ausgeprägter Weise, daß sie zu einer Hochwasserprognose Anlaß bot. Die Hochwasser trafen in der folgenden Woche ein. Sie suchten aber im mitteleuropäischen Bereich das obere Rhonegebiet mehr heim als diejenigen des Rheins und der Donau. Die schwersten Schäden brachten sie dem benachbarten Garonnegebiet in Westeuropa. Dort ereignete sich das schädlichste Hochwasser seit 30 Jahren, nächst demjenigen vom 23. Juni 1875 und vom 3. Juli 1897. Diese sind vor drei Jahren meteorologisch bearbeitet worden von MARCHAND. Für die bei ihnen übereinstimmend festgestellte besondere Wetterlage wünscht er eine genauere, für die Vorhersage verwertbare Analyse. Er kleidet diesen Wunsch, am Schlusse einer erst in dem laufenden Jahrgang der Meteorologischen Zeitschrift deutsch erschienenen Arbeit, ein in einen Appell an die Fachgenossen. Der Wunsch ist von deutscher Seite schon vor fünf Jahren erfüllt worden. Die Witterungsverhältnisse, die das Hochwasser vom 3. Juli 1897 vorbereiteten, sind analysiert, wie diejenigen vor dem 7. Mai 1905, als westliche Interferenz. Es ist geschehen in einer Abhandlung, die der Vortragende im Jahrgang 1900 der Zeitschrift „Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte“ veröffentlicht hat.

Eine neue Rotations-Ölpumpe für grofse Fördermenge und hohes Vakuum der Siemens-Schuckertwerke, Charlottenburg;

von Karl T. Fischer.

(Vorgetragen in der Sitzung der chemischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 28. September 1905.)

(Vgl. oben S. 258.)

---

1. An die Seite der seit Jahren nun auch in Deutschland eingebürgerten „Geryk"-Pumpe des Engländers FLEUSS, in welcher Öl zur Ausfüllung des schädlichen Raumes verwendet wird, tritt ebenbürtig und in mancher Beziehung überlegen, eine rotierende Ölpumpe der Pumpenabteilung der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke. Da ich in unserem Institute seit einigen Jahren eine besonders große Gerykpumpe mit einem Fördervolumen von 150 Litern pro Minute bei Parallelschaltung der beiden Zylinder (das Modell „Inceptum") benutze und schätzen gelernt habe, so unterzog ich mit besonderem Interesse die neue Pumpe einer genaueren Prüfung und möchte über die Ergebnisse folgendes mitteilen:

2. Prinzip der Pumpe. In Fig. 1 ist der Querschnitt der Pumpe, in Fig. 2 der Achsenschnitt der mit „Vorpumpe bzw. Hochvakuumpumpe" bezeichneten, im wesentlichen völlig gleichen Pumpe dargestellt. In dem Achsenstück bewegen sich in einem genau passenden Schlitze die beiden, durch Federn auseinander gehaltenen und an die Wandung angedrückten Hälften eines Schiebers m, dessen Enden, durch Öl abgedichtet, an einer im feststehenden Gußkörper ausgesparten, höchst sorgfältig ausgeschliffenen Kapsel gleiten. Rotiert die Achse im Sinne des Pfeiles, so wird, wie aus der Figur ersichtlich, die aus R_1 nach dem Raume B gelangte Luft aus dem unten befindlichen Raume B nach dem oberhalb befindlichen, mit einem Ventile V abgeschlossenen Raume befördert und tritt hinter dem Ventile V in den Raum D aus. Während der Rotation füllt sich B immer wieder von neuem aus dem mit R_1 verbundenen auszupumpenden Raume — in der Figur dem Raume C — und es kann dieser

da ein schädlicher Raum nicht existiert, bis auf denjenigen Druck leergepumpt werden, welcher der Dampfspannung des verwendeten Öles entspricht, das die ganze Pumpe ausfüllt. Das Öl wird nach Abnahme des Schutzdeckels in den äußeren Kasten eingegossen und durch den „Hahn“ mittels geeigneter Drehung der Pumpe in den Innenraum D bzw. C der Pumpe eingeführt. Die Achse selbst ist durch eine in Fig. 2 skizzierte Stopfbüchse aus dachförmig gepreßten Beilagscheiben aus Blei abgedichtet. Die Dichtung wird auf beiden Seiten durch eine Überwurfmutter mit radialen Bohrungen zum Einsetzen eines beigegebenen Stiftes S (Fig. 2) angezogen.

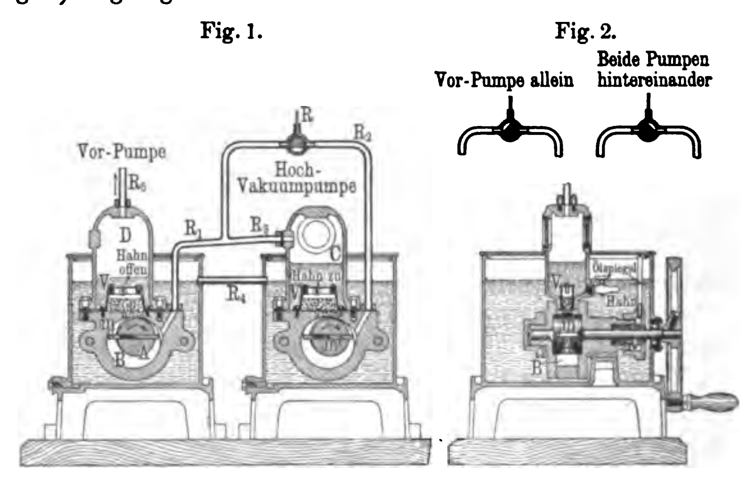


Fig. 1. Fig. 2.

3. Erzielung des Hochvakuums. Um mit der Pumpe Drucke zu erzielen, welche niedriger sind als die Dampfspannung des Öles, wird, wie bei der „Hochvakuumpumpe“ der Fig. 2, der Raum C oberhalb des Ventils V mit einer anderen Pumpe, hier die „Vorpumpe“, leergepumpt. Durch einen Dreiweghahn kann R, wodurch der auszupumpende Raum angeschlossen wird, entweder mit R_1 oder mit R_2 verbunden und so mit oder ohne Vorpumpe gearbeitet werden.

Zum Ausgleich des Öles in den äußeren Kästen dient das Rohr R.

4. Förderleistung bei konstantem Drucke. Mit Hilfe eines Glockengasometers von 80 Liter Inhalt wurde gefunden, daß

bei beiderseits des Ventils gleichem Drucke — Atmosphärendruck — die geförderte Menge proportional der Tourenzahl ist und zwar lieferte jede der beiden Pumpen, in welchen der Raum *B* etwa 200 ccm faßt, bei der normalen Tourenzahl von 400 Touren pro Minute 80 Liter pro Minute; es können also mit Parallelschaltung der beiden Pumpen pro Minute normal 160 Liter angesaugt werden. Bis zu 200 Touren pro Minute kann die Pumpe mit der Hand angetrieben werden. Bei Antrieb mittels Elektromotors waren 2,5 Amp. bei 110 Volt bei 400 Touren der Pumpe nötig.

Diese hohe Förderleistung ist sehr wichtig, wenn man flüssige Luft durch Erniedrigung des Siededruckes möglichst tief abkühlen will. Man erreicht in einer guten DEWARschen Flasche von zwei Liter Inhalt einen Grenzdruck von etwa 1 mm Hg und damit eine Temperatur von etwa —225° C, wenn der Schmelzdruck des Sauerstoffs nach den Messungen von ESTREICHER[1]) zu 0,9 mm und die Schmelztemperatur zu —227° C angenommen wird. Es ist dies zurzeit wohl die bequemste Art, so tiefe Temperaturen zu erreichen.

5. Vakuumleistung. a) Dieselbe wurde mit einer für Demonstrationszwecke sehr geeigneten zylindrischen Röhre von 7,2 cm innerem Durchmesser und 1 m Abstand der Elektroden untersucht, und zwar konnte diese 4,0 Liter haltende Vakuumröhre durch ein kurzes 10 mm weites Glasrohr mittels Dreiweghahnes entweder mit der Pumpe oder mit einem Phosphorpentoxydgefäß und einem MAC LEOD-Manometer von 200 ccm Inhalt verbunden werden. R_2 war in einen kurzen Messingflansch mit Siegellack eingekittet und dieser Flansch mit Bleiring an den Pumpenkörper angeschraubt; die Dichtungsstellen lagen unter Öl, und nur das blanke Glas ragte aus dem Öle hervor. Alle übrigen Verbindungen waren aus verschmolzenem Glase hergestellt. Zur Abschätzung der Drucke diente die Messung der Dunkelräume, nachdem durch einige Meßreihen für die beim Versuch gewählten Verhältnisse — mittleres Induktorium und Luftfüllung — der Zusammenhang zwischen Dunkelraum und Druck fest-

[1]) T. ESTREICHER, Bulletin Internat. Crac. Akad. 1903, S. 831; TRAVERS-ESTREICHER, Exp. Unters. von Gasen, S. 270.

gestellt war. Wie nach den bekannten EBERTschen Messungen über den HITTORFschen Dunkelraum zu erwarten war, bildete diese Beziehung ein höchst praktisches Mittel zur Messung des Druckes für unseren Zweck. Eine zur Röhre parallel geschaltete Funkenstrecke erwies sich viel weniger zweckmäßig zur Beurteilung des Druckes, da ein und dieselbe Funkenstrecke bei sehr verschiedenen Drucken ansprach, wenn diese Bruchteile eines Millimeters betrugen und die Funkenstrecke nicht eigens von Induktorium und Röhre weit entfernt aufgestellt wurde.

Wurden beide Pumpen nacheinander verwendet und die Vorpumpe mit 400 Touren, die Hochvakuumpumpe mit 200 Touren vom selben Motor aus angetrieben, so konnte die genannte Röhre von 4 Liter Inhalt ohne jegliches Erwärmen in 25 bis 40 Minuten auf ein Vakuum von 0,0015 mm Hg gebracht werden, bei dem kräftige, in 2 m Entfernung mit dem Fluoreszenzschirm noch deutlich wahrnehmbare Röntgenstrahlen auftraten, so daß also im Laufe einer Vorlesungsstunde mit der großen Röhre sämtliche Entladungserscheinungen direkt vorgeführt werden können. Über den Gang der Druckänderung gibt die folgende Tabelle Aufschluß, die aus mehreren Versuchen das Mittel vorstellt und in der gleichzeitig mit dem Druck auch die entsprechende Dunkelraumdicke und Funkenstrecke angegeben sind:

Zeit	Dicke des Dunkelraumes in mm	Druck in mm Hg nach Mc LEOD	Funkenstrecke in mm	Bemerkungen
Mit „Vorpumpe" allein gearbeitet:				
0 Min. 0 Sek. . . .	—	720	—	—
30 „ . . .	—	4,3	—	—
40 „ . . .	—	—	1,83	—
1 „ 55 „ . . .	—	1,40	—	Kathode ganz mit Licht bedeckt.
2 „ 0 „ . . .	—	1,02	—	—
— — . . .	2	0,46	—	—
— — . . .	5	0,33	—	—
4 „ 0 „ . . .	6	0,28	—	—
— — . . .	8	0,22	—	—
5 „ 0 „ . . .	11	0,12	—	—
7 „ 0 „ . . .	19	0,077	—	—

Zeit	Dicke des Dunkelraumes in mm	Druck in mm Hg nach Mc Leod	Funkenstrecke in mm	Bemerkungen
Auf Hochvakuumpumpe umgestellt und weitergepumpt:				
—	25	0,055	—	—
11 Min.	—	0,040	—	Kathodenstrahlen durch Fluoreszenz erkennbar, Schichtungen verschwinden.
—	30	0,036	—	—
13 „	32	0,030	2	—
15 „	45	0,015	3	Kräftige Fluoreszenz am Glase.
—	50	0,013	—	—
—	60	0,010	—	Dunkelraumgrenze verschwimmt.
17 „	—	0,007	?	—
20 „	—	0,0027	5	—
21 „	—	—	7	Leuchten des Gasinhaltes nur ganz schwach; der Glaswand stark.
26 „	—	0,0017	8	— Von hier ab schreitet die Verdünnung langsam vor.
31 „	—	0,0017	?	—
37 „	—	0,0015	8	—
43 „	—	0,0015	9	—

Es wäre dieses Resultat wohl noch günstiger geworden, wenn das Phosphorpentoxydgefäß — das sehr wichtig ist — zwischen Pumpe und Rohr, statt hinter der Röhre angebracht gewesen wäre.

b) Druckgrenze. Arbeitete die Pumpe nur auf das Mc Leod-Manometer, vor welchem ein kleines Gefäß mit P_2O_5 in die Leitung eingeschmolzen war, so wurde durch die Vorpumpe allein im Raume von 300 ccm

in 20 Sek. . . . . 0,27 mm Hg
„ 6 Min. . . . . 0,032 „ „
„ 17 „ . . . . 0,015 „ „

im Vakuum erreicht. Einen geringeren Druck zu erzielen, war trotz längerer weiterer Tätigkeit der Pumpe nicht möglich. Es scheint dieser Druck die Dampfspannung des Öles zu sein; denn nach den Versuchen, welche Herr NUTTING im Bureau of Standards in Washington mit Luftpumpenölen ausgeführt hat, ist die Dampfspannung des Standard Gas Engine Oil der Standard Oil Co., welches bei etwa 355° siedet, 0,015 mm; das Pumpenöl der Pulsometer Co., welches mit den Fleußpumpen geliefert wird, hatte 0,02 mm Dampfdruck und einen Siedepunkt von etwa 340° C, die Dampfspannung von Transformatoröl betrug ebenfalls nur 0,015 mm Hg und andere, zum Schmieren gebräuchliche Öle hatten Dampfspannungen von derselben Größenordnung, nämlich von 0,02 bis 0,04 mm Hg. Die Änderung dieser Werte erhöhte sich nur wenig mit der Temperatur und stieg zwischen Zimmertemperatur und 60° auf nur 2 bis 5 Proz.

Wurde von der Vorpumpe auf die „Hochvakuumpumpe" umgeschaltet, so sank das MC LEOD-Manometer — das zur Kontrolle mit verschiedenen Kompressionsverhältnissen gebraucht wurde — in weiteren 11 Minuten bis auf 0,00025 mm, bei einer späteren Versuchsreihe in 14 Minuten bis auf 0,00020 und einmal sogar bis auf 0,00015 mm Hg. Diese letzte Zahl dürfte somit die äußerste mit einem Aggregat von zwei Pumpen erreichbare Grenze des Druckes darstellen.

Schaltete ich nach Erreichung der höchsten Verdünnung wieder auf die „Vorpumpe" allein um, so stieg der Druck innerhalb 17 Minuten auf den Wert von 0,016 mm, so daß dieser Druck unter allen Umständen den mit einer Pumpe allein erreichbaren Grenzdruck vorstellen wird und jedenfalls die Dampfspannung selbst darstellt, falls das entweichende Gas in Luft von Atmosphärendruck austritt. Warum der Grenzdruck so erheblich niedriger wird, wenn das entweichende Gas in einem Raume von sehr geringem Druck (0,016 mm) austritt, verdiente wohl einmal eine gesonderte Untersuchung.

c) „Entgasung" des Öles. Um die höchsten Vakua zu erreichen, ist es, wie bei allen Ölpumpen, nötig, erst eine Zeitlang die Pumpe arbeiten zu lassen, damit das aus dem Öle selbst austretende Gas (Wasserdampf, Luft, Kohlenwasserstoffe?) allmählich von dem Öle losgelöst wird. Es dauert erhebliche Zeit

— bis zu einer Stunde nach frischem Einfüllen des Öles —, bis das Öl der Pumpe, auch wenn man es in einem Rezipienten evakuiert, alles abgebbare Gas freigelassen hat. Ist die Entgasung des Öles erreicht, so wirkt die Pumpe außerordentlich rasch.

6. Die Temperatur der „Vorpumpe", in welcher Kompressionsarbeit geleistet wird, stieg nach vier bis acht Stunden kontinuierlichen Betriebes an der wärmsten Stelle des Öles nie auf mehr als 30 bis 38° C, die der Hochvakuumpumpe nicht über 25°, während die Zimmertemperatur etwa 16° betrug. Diese außerordentlich geringe Erwärmung entspricht dem geringen Arbeitsverbrauch der Pumpe.

7. Energieverbrauch und Vergleich der Siemens-Schuckert-Pumpe mit der Gerykpumpe. Der elektrische Energiebedarf des $^1/_2$ pferdigen Nebenschlußmotors betrug 2,2 Amp. bei 110 Volt, wenn beide Pumpen arbeiteten (vgl. oben Abschnitt 5); bei der Untersuchung einer Pumpe auf Förderleistung verbrauchte derselbe Elektromotor 1,6 Amp. bei 110 Volt. Es bleibt also der Energieverbrauch unter $^1/_4$ PS. In diesem guten Nutzeffekt liegt einer der Vorzüge der neuen Pumpe gegenüber der Gerykpumpe gleicher Förderleistung, wie wir sie im Institut besitzen. Unsere Gerykpumpe erfordert bei 150 Liter Förderleistung 5 bis 6 Amp. bei 125 Volt.

Ein ganz bedeutender Vorteil der neuen Pumpe liegt in ihrem geringen Gewicht und der leichten Transportiermöglichkeit. Während unsere Gerykpumpe („Inceptum") 13 Zentner wiegt und natürlich im Institut fest aufgestellt bleiben muß, wiegt die Siemens-Schuckfrt-Pumpe nur 45 bis 50 kg, also das Aggregat von zweien höchstens 100 kg. Die äußeren Abmessungen der letzteren sind 350 × 250 × 270 mm. Die Kosten für eine Pumpe betragen nach der Liste 320 M., also für ein Aggregat 640 M., während die der Gerykpumpe unseres Instituts 1480 M. ausmachten.

Es wird somit, abgesehen von anderen Zwecken im physikalischen Laboratorium, die neue Pumpe, die sehr geräuschlos arbeitet, vor allem in den Vorlesungen, in denen rasch wirkende Luftpumpen immer wichtiger werden, eine schwer empfundene und leicht ausfüllbare Lücke decken.

Die Pumpen sind für Hand- und Motorbetrieb eingerichtet und werden zweckmäßig nach Anordnung der Fig. 1 auf einem langen Brette montiert verwendet, auf dem auch der Elektromotor seinen Platz findet. Das Grundbrett, auf dem die Versuchspumpen mit Motor befestigt waren, hatte 50 cm Breite und ungefähr 120 cm Länge, und nahm somit auf dem Experimentiertische nicht zu viel Raum ein.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 6. November 1905.

Ableitung von Formeln für die Sättigungsdrucke des Wasserdampfes über Wasser, Eis und verdünnter Schwefelsäure bei niedrigen Temperaturen;

von Karl Scheel.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 26. September 1905.)

(Vgl. oben S. 256.)

H. HERTZ hat zur Darstellung seiner Versuche über den Druck p des gesättigten Quecksilberdampfes die Formel[1])

$$p = k_1 T^{1 - \frac{s - c_v}{R/MJ}} e^{-\frac{k_2}{T}}$$

abgeleitet und erprobt, in welcher T die absolute Temperatur, s die spezifische Wärme des flüssigen Quecksilbers, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen des Quecksilberdampfes, endlich J das mechanische Wärmeäquivalent, R die Gaskonstante und M das Molekulargewicht bedeuten. k_1 und k_2 sind Konstante, deren Werte aus den Beobachtungen zu bestimmen sind.

Die HERTZsche Formel ist auch anwendbar auf andere Dämpfe, sobald die für ihre Gültigkeit wesentliche Bedingung, daß der Dampf den Gasgesetzen folgt, erfüllt ist.

Nachdem ich bereits früher[2]) aus Beobachtungen von REGNAULT, JUHLIN und MARVIN in Verbindung mit einer Bestimmung bei 0° von Herrn M. THIESEN und mir[3]) wahrscheinlichste experimentelle Werte des Sättigungsdruckes des Wasserdampfes abgeleitet hatte, habe ich nun auf eine Anregung seitens des Herrn E. WARBURG versucht, die HERTZsche Formel für Wasserdampf durch Vergleichung mit diesen wahrscheinlichsten experimentellen Werten zu erproben.

$\frac{R}{MJ}$ ist eine absolute Zahl, welche für Wasser den Wert 0,11

---

1) H. HERTZ, Wied. Ann. 17, 198, 1882.

2) KARL SCHEEL, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 287—290, 1903.

3) M. THIESEN und KARL SCHEEL, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 71—94, 1900.

hat. Setzt man weiter $c_v = 0{,}34$, ferner s für Wasser gleich 1, für Eis gleich 0,49, so ergibt sich der Exponent von T für Wasser abgerundet zu -5, für Eis zu $-0{,}4$.

Zur Auswertung der Konstanten k_1 und k_2 habe ich für Wasser Werte bei 0° und +20°, für Eis Werte bei 0° und −20° benutzt (in der nachfolgenden Zusammenstellung fett gedruckt) und so für den Sättigungsdruck des Wasserdampfes erhalten:

$$\text{über Wasser: } \log p = 23{,}58682 - 5 \,.\, \log T - \frac{2933{,}45}{T}$$

$$\text{über Eis: } \log p = 11{,}4796 - 0{,}4 \,.\, \log T - \frac{2687{,}4}{T},$$

wo p den Druck in Millimeter Quecksilber bedeutet.

Wie weit durch diese Formeln der Anschluß erreicht wird, lehrt folgende Zusammenstellung:

1. Sättigungsdruck über Wasser (in mm Hg)			2. Sättigungsdruck über Eis (in mm Hg)		
Temperatur °C	nach Beobachtungen v. Regnault und Juhlin	nach obiger Formel	Temperatur °C	nach Beobachtungen von Juhlin und Marvin	nach obiger Formel
+20	**17,406**	17,406	0	**4,579**	4,579
+10	9,179	9,161	−10	1,974	1,965
0	**4,579**	4,579	−20	**0,787**	0,787
−10	2,159	2,154	−30	0,292	0,292
−20	0,960	0,947	−40	0,104	0,100
			−50	0,034	0,031

Die Übereinstimmung der nach den Formeln berechneten mit den beobachteten Werten ist eine überraschend gute zu nennen. Den Anschluß noch dadurch zu verbessern, daß man alle Werte von p bei der Berechnung der Konstanten der Hertzschen Formel mitsprechen ließe, würde ohne Bedeutung sein, da die Abweichungen schon jetzt innerhalb der Beobachtungsfehler liegen.

Beiläufig sei bemerkt, daß sich der Sättigungsdruck des Wasserdampfes über Eis bei $T = 200°$ oder $t = -73°$ aus der Formel nur zu 0,0013 mm ergibt[1]); bei der Temperatur der

[1]) Nach E. W. Morley [Sill. Journ. (3) 30, 140, 1885] lagert über konzentrierter Schwefelsäure bei Zimmertemperatur ein Wasserdampfdruck von 0,0021 mm Hg.

flüssigen Luft ist der Druck weit unter jede meßbare Grenze gesunken.

Die gute Übereinstimmung der beobachteten Sättigungsdrucke des Wasserdampfes über Wasser und Eis mit der HERTZschen Formel legte den Gedanken nahe, ähnliche Rechnungen für den Sättigungsdruck des Wasserdampfes über verdünnter Schwefelsäure auszuführen.

Hierfür bot sich eine Formel dar, welche Herr F. KOLÁČEK[1]) fast gleichzeitig mit HERTZ für Salzlösungen abgeleitet hatte, und welche ebenfalls auf der Gültigkeit der Gasgesetze beruht. Die Formel, welche äußerlich der HERTZschen Formel ähnlich gebaut ist, lautet

$$\frac{R}{MJ} \log nat \frac{p}{p_0} = -n \log nat \frac{T}{T_0} - m \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right),$$

in welcher sich die Indizes auf die Temperatur 0° C beziehen. Läßt man diese Beziehung auf die Temperatur 0° fallen, so kann man unter Einführung einer Konstante k diese Gleichung auch schreiben

$$\log nat\, p = k - \frac{n}{R/MJ} \log nat\, T - \frac{m}{R/MJ} \cdot \frac{1}{T}.$$

n und m sind numerische Werte, für welche die Beziehungen gelten

$$n = \frac{d}{dw}\,[c_l x + c_l w] - c_v$$

$$m = T_0 \left\{\frac{d}{dw}\,[c_l x + c_l w] - c_v\right\} + \lambda_0,$$

worin wiederum c_v die spezifische Wärme des Wasserdampfes bei konstantem Volumen bedeutet. Ferner bezeichnen x und w die in der Lösung enthaltenen Mengen gelöster Substanz und Wasser, c_l die spezifische Wärme der Lösung und λ_0 die Verdampfungswärme des Wassers bei 0° C.

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Änderung der spezifischen Wärme mit der Konzentration läßt es geboten erscheinen, von der Einsetzung dieses Wertes in die Formeln für n und m Abstand zu nehmen, jedoch die aus den beiden Formeln folgende Beziehung

$$m = T_0 \cdot n + \lambda_0$$

---

[1]) F. KOLÁČEK, Wied. Ann. 15, 40, 1882.

als gesichertere Bedingungsgleichung einzuführen und dadurch die aus den Beobachtungen zu bestimmenden Konstanten um eine zu verringern. Setzt man also $T_0 = 273$, λ_0 rund $= 600$ und geht man zugleich auf die BRIGGschen Logarithmen über, so wird unsere Formel, wenn man noch $0{,}4343\,k = K$ setzt

$$\log p = K - \frac{n}{R/MJ}\log T - \frac{1}{R/MJ}(273\,n + 600)\,\frac{1}{T}\cdot 0{,}4343.$$

Über den Sättigungsdruck des Wasserdampfes über verdünnter Schwefelsäure liegen eine größere Zahl von Beobachtungen für verschiedene Konzentrationen von REGNAULT[1]) vor. Aus diesen habe ich für die vorliegenden Rechnungen als Beispiel die Konzentration $H_2SO_4 + 5H_2O$ ausgewählt und die Beobachtungen, die weiter unten hingeschrieben sind, gemäß obiger Formel nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen. Dabei ergab sich die Gleichung

$$\log p = 16{,}90367 - 2{,}80135 . \log T - 2703{,}68 \cdot \frac{1}{T}.$$

Die folgende Zusammenstellung zeigt die gute Darstellung der Beobachtungen durch die Formel:

Temperatur °C	nach Beobachtungen von REGNAULT p in mm Hg	nach obiger Formel p in mm Hg	beobachtet — berechnet mm Hg
10,70	3,20	3,18	+ 0,02
12,53	3,58	3,59	— 0,01
15,94	4,48	4,50	— 0,02
21,38	6,35	6,35	0,00
24,59	7,72	7,74	— 0,02
28,39	9,69	9,73	— 0,04
31,49	11,64	11,67	— 0,03
35,35	14,65	14,55	+ 0,10
14,13	4,03	3,99	+ 0,04
19,13	5,49	5,52	— 0,03

[1]) REGNAULT, Ann. de chim. (3) 15, 179, 1845.

Jahrg. 3 *Heft 22*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

7. Jahrg. | 30. November 1905. | Nr. 22.

Sitzung vom 20. Oktober 1905.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des Verlustes, welchen die Gesellschaft in den letztvergangenen Ferien durch den Tod zweier ihrer Mitglieder, des

Prof. Dr. Johannes Edler,

ständigen Mitarbeiters des meteorologisch-magnetischen Observatoriums in Potsdam, und des

Prof. Dr. Georg Kahlbaum,

Direktors des physikalisch-chemischen Instituts an der Universität Basel, erlitten hat. Die Anwesenden ehren das Andenken an die Dahingeschiedenen durch Erheben von den Sitzen.

Weiter verliest der Vorsitzende ein Schreiben des Hrn. **Kayser** (Bonn), welcher als Vorsitzender des von der Gesellschaft gewählten Ausschusses zur Beteiligung an der internationalen Ver-

einigung für Sonnenforschung einen kurzen Bericht über die Zusammenkunft der Vereinigung in Oxford, vom 27. bis 29. September d. J., abstattet.

Hr. **R. Börnstein** überreicht ein Exemplar der von ihm in Gemeinschaft mit Hrn. W. MEYERHOFFER herausgegebenen dritten Auflage der LANDOLT-BÖRNSTEINschen Physikalisch-chemischen Tabellen.

Hr. **Karl Scheel** legt eine im physikalischen Kabinett der Universität Königsberg ausgeführte Arbeit von Hrn. **A. Hess**:

Volumenänderung beim Schmelzen, in Diagrammen

vor.

Sodann hält Hr. E. **Aschkinass** einen eingehenden Demonstrationsvortrag:

Über Radioaktivität.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. W. HEUSE, Frankfurt a. M., Physikalischer Verein.
(Vorgeschlagen durch Hrn. U. BEHN.)

Sitzung vom 3. November 1905.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **Ad. Schmidt** spricht einen

Nachruf auf JOHANNES EDLER.

Hr. **E. Orlich** berichtet:

Über die Analyse von Spannungskurven.

Hr. **W. Biegon von Czudnochowski** legt eine Mitteilung vor, betitelt:

Einiges über den Gebrauch abgekürzter Quecksilberluftpumpen SPRENGELschen Systems, besonders der Pumpe mit Spiralfallrohr von M. STUHL

und spricht sodann:

Über einige besondere Eigenschaften des eingeschlossenen Lichtbogens.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. ZAHN, Assistent am physikalischen Institut Berlin.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Hr. Dr. MAX LAUE, Berlin W. 15, Pariserstr. 47.

Hr. Dr. WILLY GREINERT, Oberlehrer, Weißensee, Albertinenstr. 17.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Dr. JOHANNES FRIEDEL, Charlottenburg, Pestalozzistr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. O. WIENER.)

Nachruf auf Johannes Edler;
von Ad. Schmidt.

(Gesprochen in der Sitzung vom 3. November 1905.)
(Vgl. oben S. 396.)

Am 2. Juli dieses Jahres verschied in Potsdam, noch nicht ganz 45 Jahre alt, das Mitglied unserer Gesellschaft, Professor Dr. Edler — viel zu früh für die Seinen, viel zu früh auch für die Wissenschaft und insbesondere für die Anstalt, der er angehörte und die durch seinen Tod zum zweiten Male seit kaum drei Jahren einen schweren, unersetzlichen Verlust erleidet.

Johannes Edler wurde am 23. September 1860 in Königsberg i. N. geboren. Auf dem Gymnasium seiner Vaterstadt vorgebildet, studierte er von Ostern 1882 bis Ostern 1887 in Greifswald und Berlin Mathematik und Naturwissenschaften. Er war dann fünf Jahre lang als Assistent von Professor Oberbeck, dem damaligen Direktor des physikalischen Instituts in Greifswald, tätig. In dieser Stellung, von der er gern in dankbarer Erinnerung sprach, führte er eine Reihe exakter Erperimentaluntersuchungen aus, über die er zwei Arbeiten, die zweite davon gemeinsam mit Oberbeck, veröffentlichte, 1889 als Inauguraldissertation: Untersuchungen über die Abhängigkeit der Wärmestrahlung und der Absorption derselben durch Glimmerplatten von der Temperatur, und 1891: Über die elektromotorischen Kräfte galvanischer Ketten.

Am 1. Oktober 1894 nahm er eine Stellung am Magnetischen Observatorium in Potsdam an. Mit einer nicht ganz einjährigen Unterbrechung, während der er Assistent an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Berlin war, hat er dem Observatorium, zuerst als Assistent, von 1901 an als ständiger Mitarbeiter, seit 1903 mit dem Professortitel, bis zu seinem Tode angehört. Nach dem Tode Professor Eschenhagens war er fast ein Jahr lang mit der Leitung der Arbeiten des Observatoriums betraut.

Als im Jahre 1898 an das Observatorium die Aufgabe herantrat, sich ein Urteil über den Einfluß der vagabundierenden Ströme zu bilden, um darauf gestützt die von diesen drohende Gefahr abwenden zu können, wurde Dr. Edler mit der Durchführung des größten Teiles der Beobachtungen und mit der Verarbeitung des gesamten Materials beauftragt. Er führte seine Arbeit in mustergültiger Weise durch und veröffentlichte die Ergebnisse in der für jene Frage grundlegenden Abhandlung: Untersuchungen des Einflusses der vagabundierenden Ströme elektrischer Straßenbahnen auf erdmagnetische Messungen.

Seine Haupttätigkeit aber, neben der Teilnahme am laufenden Dienst des Observatoriums, war der magnetischen Vermessung von Norddeutschland gewidmet, die — von Eschenhagen dem Plane nach entworfen und in der Ausführung begonnen — zum weitaus überwiegenden Teile von Dr. Edler durchgeführt worden ist. Nicht nur die Messungen im Felde, die von 1898 bis 1903 alljährlich nahezu zwei Monate in Anspruch nahmen, waren sein Werk, sondern es ist auch die Bearbeitung zum großen Teile von ihm selbst oder unter seiner Leitung durchgeführt worden. Dabei war sein Augenmerk stets darauf gerichtet, die Arbeiten in jeder Beziehung methodisch zu vervollkommnen und dadurch, wie durch äußerste Sorgfalt bei allen Operationen, die Genauigkeit der Ergebnisse immer weiter zu steigern. Dies ist ihm in solchem Maße gelungen, daß sich seine Beobachtungen mit dem eine Nadel auf der Pinne enthaltenden Reiseinstrument an Genauigkeit denen nähern, die man von großen Stationsinstrumenten mit Fadenaufhängung des Magnets zu erhalten gewohnt ist.

Wie in diesen mit so gutem Erfolge gekrönten Arbeiten, so war es überall sein Bestreben, die größte Schärfe und Genauigkeit zu erreichen. Die Freude an dieser um ihrer selbst willen war charakteristisch für ihn. Seine große Geschicklichkeit und technische Gewandtheit trugen dazu bei, ihn in dieser Auffassung zu bestärken. Daher beschäftigte er sich auch viel mit dem Ersinnen instrumenteller Hilfsmittel, wobei ihm der Gesichtspunkt der Verfeinerung und der Steigerung der Empfindlichkeit stets in erster Linie stand. Leider ist ihm nur weniges auszuführen vergönnt gewesen. Er traf in diesen Bestrebungen mit Eschenhagen zusammen, an dessen Bemühungen er beispielsweise bei

der Konstruktion eines neuen Typus der magnetischen Wage teilnahm.

Die bei seinen Vermessungen gemachten Erfahrungen führten ihn zu der Erkenntnis, daß es zweckmäßig ist, die Deklinationsbestimmungen unmittelbar mit der geodätischen Aufnahme eines Gebietes zu verbinden, weil auf diesem Wege mit viel geringeren Mitteln weit mehr Stationen vermessen werden können, als bei einer selbständigen magnetischen Aufnahme. Der glückliche Umstand, daß gerade gegenwärtig die Trigonometrische Abteilung des Generalstabes mit einer neuen Landesvermessung beginnt, gab die Möglichkeit, diesen Gedanken nutzbar zu machen. Die genannte Behörde ging mit dankenswerter Bereitwilligkeit auf die ihr gegebene Anregung ein, mit ihren geodätischen Operationen Deklinationsmessungen zu verbinden, nachdem die Akademie der Wissenschaften die Mittel zur Herstellung der nötigen Instrumente bewilligt hatte. Es war eine selbstverständliche Anerkennung seiner Verdienste um die Sache, daß Dr. EDLER ersucht wurde, diese Instrumente nach seinen Erfahrungen zu entwerfen. Er ging mit Freude und Eifer an die Arbeit; aber das Glück, einen vollen Erfolg zu erleben, war ihm nicht mehr beschieden. Das Herzleiden, dem er erliegen sollte, zwang ihn mehr und mehr zur Muße und Schonung, so daß er die Prüfung und Justierung der Instrumente und die Einübung der Beobachter nicht rechtzeitig erledigen konnte. Um dies nachzuholen, entschloß er sich im Anfang des Juni, trotz seines bereits leidenden Zustandes in das Vermessungsgelände zu reisen. Doch er hatte seiner schwindenden Kraft zu viel zugemutet; nach wenigen Tagen mußte er sich schwerkrank entschließen, zurückzukehren. Er sollte sich nicht mehr erholen. Das immer mehr zunehmende Leiden, zu dem bald noch eine Lungenentzündung trat, raffte ihn schnell dahin.

Es muß einer anderen Stelle vorbehalten bleiben, das Wirken des Verstorbenen, das ganz vorwiegend der erdmagnetischen Forschung gewidmet war, eingehend zu würdigen. Aber er verdient es, daß ihm auch in diesem Kreise ein Wort des Gedenkens geweiht werde. Arbeitete er auch auf einem sehr speziellen Gebiete, das der Mehrzahl der physikalischen Forscher wohl etwas fern liegt, ja das vielleicht von manchen als ein Feld vorwiegend

sammelnder und statistischer Tätigkeit angesehen wird, so war er doch durchaus ein echter Physiker. Er brachte den allgemeinen Fragen unserer Wissenschaft nicht nur lebhaftes Verständnis und tiefes Interesse entgegen, sondern er betrachtete auch die besonderen Aufgaben seiner Forschungsarbeit stets von höheren, umfassenden Gesichtspunkten aus. Darin lag gerade die Eigenart und das Auszeichnende seiner Tätigkeit. Das verdient um so mehr betont zu werden, als seine reiche praktische Erfahrung, die ihn so hervorragend befähigte, andere für die Beobachtung auszubilden, und sein ungemeines technisches und Beobachtungsgeschick sofort die Aufmerksamkeit auf sich zogen und leicht den Glauben erweckten, als sei er wesentlich ein Mann der Praxis. Wer ihn genauer kennen lernte, fand bald, daß er ebenso sehr ein theoretischer, ja ein spekulativer Kopf war.

Die auf das Allgemeine gewendete Richtung seines Geistes betätigte sich übrigens auch darin, daß er mit seinem Interesse keineswegs in dem engen Bezirke seiner Wissenschaft oder der Wissenschaft überhaupt blieb. Er nahm lebhaften Anteil an allen den großen Fragen, die unsere Zeit bewegen, an den sozialen und nationalen Bestrebungen, an den Problemen der Rechtspflege, des Unterrichtes und anderen mehr; er hatte sich darüber sehr bestimmte und vielfach eigenartige Anschauungen gebildet und vertrat sie mit Überzeugung und Nachdruck in anregendem Gespräch.

Höher aber noch als seine geistigen Vorzüge werden alle, die ihm näher getreten sind, seinen offenen und geraden Charakter, seine selbstlose und opferbereite Gesinnung, seine bei allem berechtigten Selbstgefühl stets bewiesene bescheidene Zurückhaltung schätzen.

Leider hat diese Zurückhaltung, zusammen mit seinem Streben, immer und überall das Vollkommenste zu erreichen, zusammen auch mit einer sich mehr und mehr steigernden Abneigung, seine Gedanken in endgültig abgeschlossener Darstellung niederzuschreiben, dahin geführt, daß er weniges von seinen Arbeiten veröffentlicht oder auch nur in einer für andere verständlichen Form aufgezeichnet hat.

Das ist nicht nur in sachlicher Hinsicht zu bedauern, es ist auch um seiner selbst willen zu beklagen. Es hat mit Notwendig-

keit dahin geführt, daß seine Bedeutung fast nur von denen erkannt werden konnte, die zu ihm in nähere persönliche Beziehung traten, vor allem von seinen Kollegen und von solchen, die er selbst in die Technik der magnetischen Messungen eingeführt hat. Um so mehr aber hat der in seiner besten Kraft aus rastlosem Wirken dahingeraffte anspruchslose Forscher ein Anrecht darauf, daß diejenigen, die ihn kannten, Zeugnis von dem ablegen, was er ihnen und was er der Wissenschaft gewesen ist.

Volumenänderung beim Schmelzen in Diagrammen;
von A. Hess.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. Oktober 1905.)

(Vgl. oben S. 396.)

Wie in einem kurzen Auszug meiner Dissertation über eine „Methode zur Bestimmung der Volumenänderung beim Schmelzen" in der Physikalischen Zeitschrift 6, 186, 1905 schon veröffentlicht worden ist, beruht dieselbe auf einer Anwendung des hydrostatischen Prinzips, welches innerhalb der letzten 80 Jahre nur zweimal zu ähnlichen Untersuchungen gedient hat [1]), indem es von der bequemen Dilatometermethode zurückgedrängt wurde.

Wenn es mir gelungen war, jene im Prinzip außerordentlich einfache Untersuchungsweise so zu vervollkommnen, daß sie leicht auszuführen ist und zuverlässige Resultate liefert, so ist dies hauptsächlich modernen technischen Mitteln zu verdanken, zunächst der Möglichkeit lichtempfindlicher Registrierung, sodann der Stetigkeit und leichten Regulierbarkeit der Wärmezufuhr mittels Elektrizität. Der Hauptgrund der Unzulänglichkeit bei Erman und bei Battelli und Palazzo lag nämlich darin, daß sie stufenweise die Temperaturen steigerten und dann jedes einzelne Mal den Auftrieb auszuwiegen hatten, was oft Ungenauigkeiten mit sich brachte und vor allem äußerst mühselig war; meine ersten Versuche hatten sich dahin erstreckt, kontinuierlich den Auftrieb bei stetiger, allmählicher Wärmezufuhr zu bestimmen.

Die nachfolgende im physikalischen Kabinett der Universität Königsberg i. Pr. ausgeführte Untersuchung [2]) hatte den Zweck, die Methode und Apparate noch weiter zu vervollkommnen. Tatsächlich ist es mir gelungen, die Empfindlichkeit bedeutend zu steigern und zugleich die Genauigkeitsgrenzen festzulegen.

---

[1]) Erman, Pogg. Ann. 9, 557, 1827; Battelli u. Palazzo, Lincei Rend. 1885 u. Beibl. 9, 730, 1885.

[2]) Herrn Prof. Dr. G. C. Schmidt möchte ich an dieser Stelle für sein liebenswürdiges Interesse an den Untersuchungen meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

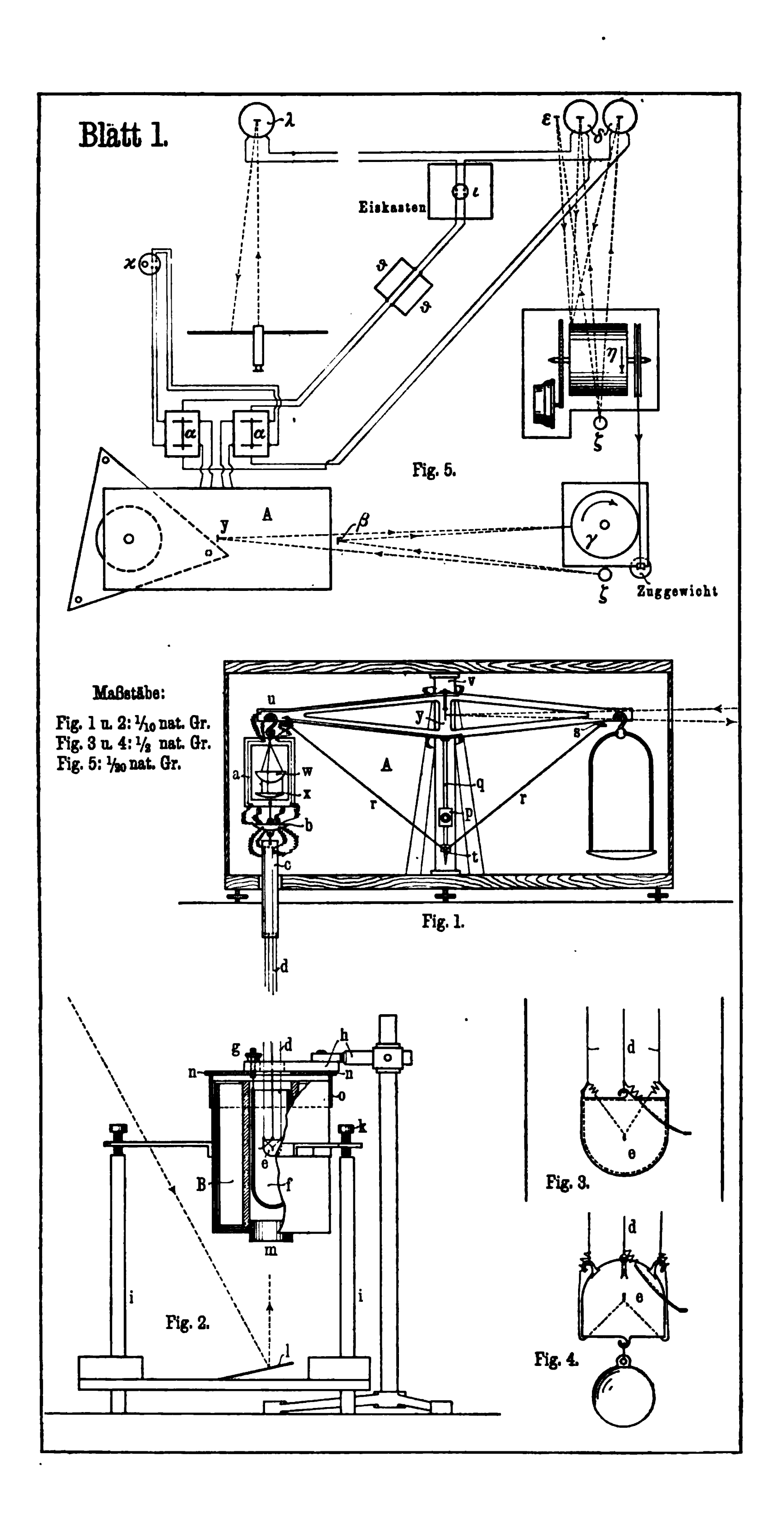
Außerdem konnte eine größere Handlichkeit, sowie peinliche Betriebssicherheit erreicht werden, was besonders dann von Vorteil ist, wenn es gilt, bei einer großen Anzahl Körper die Volumenänderungen zu verfolgen.

Im wesentlichen wurden alle diese Verbesserungen dadurch erreicht, daß zur Bestimmung des variablen Auftriebes die JOLLYsche Spiralfeder meiner früheren Versuche ersetzt wurde durch eine empfindliche Wage, an welcher die dem Auftrieb entgegenwirkende Kraft durch beliebiges Tieferlegen des Schwerpunktes (mittels eines Laufgewichtes) erzeugt wurde. Dadurch ließ sich vor allem die bei meinen früheren Versuchen auftretende Unsicherheit in der Messung beseitigen, welche von der großen Empfindlichkeit der Elastizität der Spiralfeder gegenüber den kleinsten Temperaturschwankungen herrührte; nicht der geringste Vorteil dabei war ferner, den Maßstab der Registrierung jeden Augenblick beliebig ändern, die ganze Anordnung durch Arretieren festlegen zu können u. a. m.

Als weitere Aufgabe hatte ich mir gestellt, die Methode so zu modifizieren, daß sie für alle, auch die höheren Temperaturen brauchbare Resultate liefert. Das letztere ist nur aus Mangel an Zeit, da ich die Untersuchung wegen Übernahme einer Stelle in der Technik unterbrechen mußte, nicht vollständig gelungen. Immerhin zeigen die angestellten Versuche, daß auch dies Ziel ohne allzugroße Schwierigkeiten erreicht werden kann.

Apparat.

An einer beliebigen empfindlichen Wage *A* (Fig. 1) ist eine Wagschale ersetzt durch einen Blechrahmen *a*, an welchem ein Glasschälchen *b* und ein durch den Boden des Wagegehäuses frei führender Stab *c* aus Glas oder Hartgummi aneinander angehängt sind. Mittels der vom Stabe ausgehenden zwei Paar feiner Drähte *d* schwebt der kleine Glasbecher *e* mit dem zu untersuchenden Körper als Inhalt in der Badflüssigkeit des großen Bechers *f* (Fig. 2). Dieser, an drei regulierbaren Schrauben *g* des Querträgers *h* genau senkrecht hängend, ist von dem elektrischen Heizofen *B* umgeben; durch dessen Montierung auf dem Dreieckgestell *i* mittels der Stellschrauben *k* wird erreicht, daß der Becher mit Millimeterabstand im Ofen frei hängt, wozu der Spiegel *l* eine Kontrolle bietet, bevor der Asbestpfropfen *m* ein-


Blätt 1.
Eiskasten
Fig. 5.
A
Zuggewicht
Maßstäbe:
Fig. 1 u. 2: 1/10 nat. Gr.
Fig. 3 u. 4: 1/2 nat. Gr.
Fig. 5: 1/30 nat. Gr.
Fig. 1.
Fig. 2.
Fig. 3.
Fig. 4.

gesetzt wird. Um, abgesehen von der Bohrung im Träger *h*, durch welche die vier Thermodrähte frei beweglich hindurchführen, den Ofen nach oben abzuschließen, wird nach Beendigung der ganzen Aufstellung der Apparate ein geteilter Deckel aus Asbest *n* auf den beweglichen Asbestkragen *o* gesetzt, und dieser mit dem Deckel in die Höhe geschoben, bis er an den Querträger *h* angepreßt ist [1]).

Zur Variation der Empfindlichkeit der Wage und damit Änderung des Maßstabes der Registrierung befindet sich ein Laufgewicht *p* an dem Zeiger *q*; um ein elastisches Nachgeben desselben zu verhüten, ist ein dünner Stahldraht *r* an zwei Schräubchen *s* eingehängt und durch eine Klemmschraube *t* straff gespannt.

Die vier Aufhängedrähte *d* sind als Thermoelemente ausgebildet, von denen das eine Paar innerhalb des Bechers *e* endet (Fig. 3 und 4), also die Temperatur des Schmelzkörpers anzeigt, während das zweite, seitwärts von *e* zusammengelötet, die Erwärmung des Bades erkennen läßt. Bis an das obere Ende des Stabes *c*, durch das Gewicht von *e* gespannt, erfolgt von hier aus die Führung der Drähte bis zu den Galvanometern ungespannt. Auf der Glasschale *b* erfolgt der Anschluß der blanken Thermodrähte mittels kleiner Klemmschrauben an umsponnenen Kupferdraht (0,1 mm stark), welcher, mit Klebwachs befestigt, der Form des Rahmens und des Wagebalkens folgt, um schließlich von der Tragsäule der Wage aus zu zwei Umschaltern α (Fig. 5) zu führen. An den Drehpunkten des Systems *u* und *v* sind die Drähte zu Spiralen gewunden, damit die Empfindlichkeit der Wage nicht beeinflußt wird. Innerhalb des Rahmens *a* dient die Schale *w* zur Aufnahme von feinem Sand als Tara; die flache Schale *x* nimmt die Eichgewichte auf, ebenso wie die anderseitige große Wagschale.

In Verlängerung der Drehschneide befindet sich ein Hohlspiegel *y* von 1 m Brennweite und 7 mm Durchmesser, welcher ebenso wie der feststehende Hohlspiegel β das Bild eines wagerechten Kohlenfadenstückes einer Glühlampe ζ auf den Registrierapparat reflektiert, wo ein feiner senkrechter Schlitz nur einen Punkt desselben auf das lichtempfindliche Bromsilberpapier wirken läßt. Gerade so arbeiten die Hohlspiegel der beiden Galvanometer

[1]) Diese Anordnung ist unerläßlich, um beim Ölbade Selbstentzündungen zu vermeiden.

δ und der feste Spiegel ε auf die Walze η, welche sich mit γ synchron bewegt.

Die Galvanometer dienen dazu, die Temperaturen des Prozesses anzuzeigen, indem der Thermostromkreis von den Umschaltern α aus durch die Vorschaltwiderstände ϑ zu den in einem Eiskasten befindlichen kalten Lötstellen ι und von da zu den Galvanometern δ geht, um dann zu den Wippen α zurückzukehren.

Die Umschaltung α hat den Zweck, an Stelle der Thermoelemente am Becher e zwei andere Elemente $\varkappa$ zu substituieren, welche mitsamt einem Thermometer in einem kleinen Ölbade mit Rührwerk endigen, so daß durch stufenweise Erwärmung dieses Bades die Temperaturregistrierung auf die Walze η beliebig geeicht werden kann.

Ein drittes Galvanometer λ, mit Fernrohrablesung zu einem der beiden ersteren δ hintereinander geschaltet, ermöglicht es, die Temperatursteigerung von einem zweiten Ort aus zu verfolgen und durch entsprechende Regulierung der elektrischen Heizung gleichmäßig zu gestalten, was auch von diesem zweiten Raume aus geschieht, ebenso wie schließlich das Ein- und Ausschalten der Lichtleitung der Registrierlampen, damit im Arbeitsraume keine zufälligen Störungen eintreten können.

Handhabung des Apparates.

Im Gegensatze zu meiner früheren Anordnung mit der Spiralfeder ermöglichte die Wage eine vielseitigere Verwendung.

Zunächst diente sie dazu, nach Entfernung des Laufgewichtes p, also mit möglichst großer Empfindlichkeit, das Gewicht des betreffenden Körpers zu bestimmen, sodann dessen Auftrieb in Wasser auszuwiegen, wobei die Temperatur das durch Ausschalten der Widerstände ϑ auch sehr empfindlich arbeitende Galvanometer genau anzeigte. Diese Messungen konnten auch durch Registrierung fixirt werden, wie an einem späteren Beispiel (Phosphor) näher ausgeführt ist; es bringt dies den Vorteil, daß man dann sämtliche Daten einer Untersuchung auf dem Diagramme beieinander hat.

Galt es, die Dichtevariation von Flüssigkeiten zu verfolgen, so hing in einer solchen als Bad ein Glaskörper von bekanntem

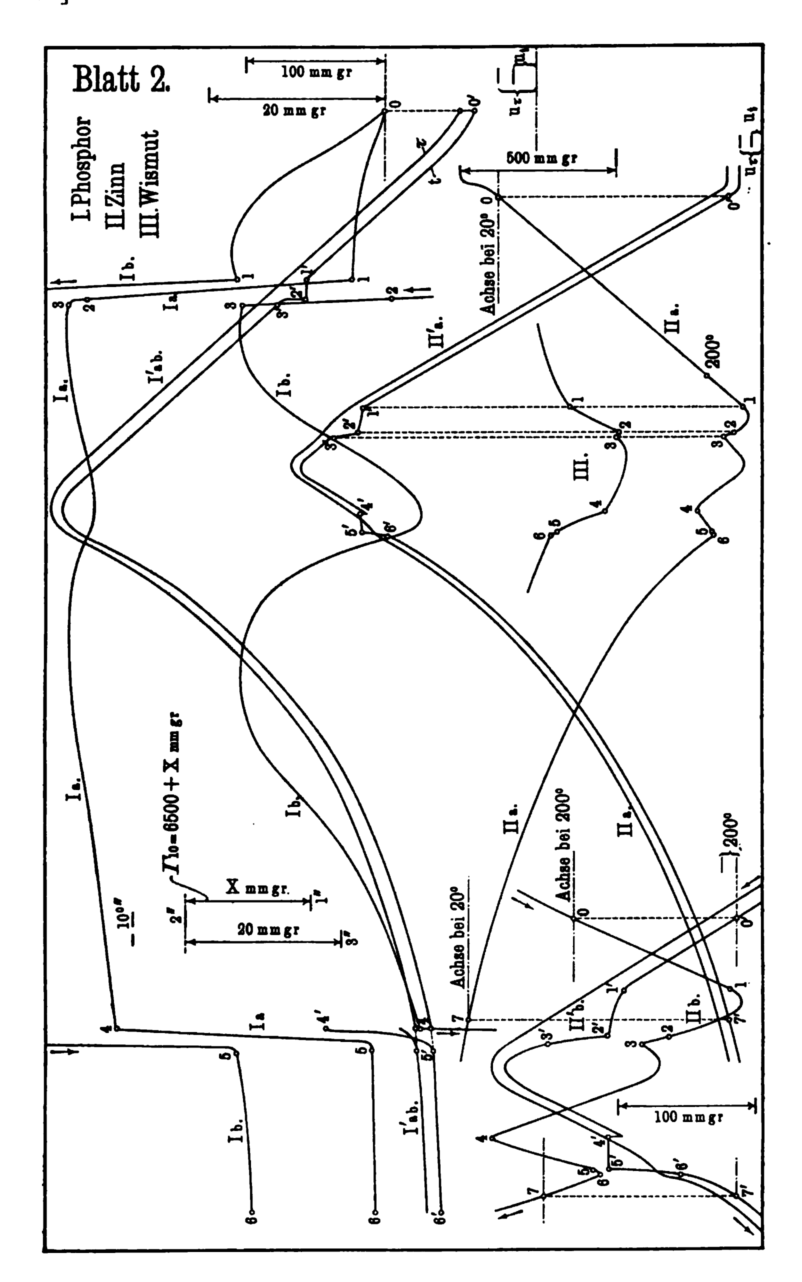
kubischem Ausdehnungskoeffizienten (SCHOTT, Jena) mit aus ihm selbst ausgezogenen Glashäkchen an einem Thermodrahtpaar, dessen wirksame Lötstelle seitwärts in mittlerer Höhe desselben verharrte (analog Fig. 3).

Bei Untersuchung von Schmelzkörpern in bekanntem Bade war die Anordnung der Thermoelemente am Glasbecher so, wie es Fig. 3 erläutert; Fig. 4 läßt die verkehrte Aufhängung erkennen, wenn der Körper spezifisch leichter als das Bad war.

Kurz vor Beginn der Aufnahme wurde immer der Maßstab fixiert durch Belichtung zweier durch ein aufgelegtes bekanntes Übergewicht voneinander abweichender Wage- bzw. Spiegelstellungen; ebenso wurde immer die Nullage der Galvanometer aufgezeichnet, oder wenn diese außerhalb der Registrierwalze lag, irgend eine bestimmte Temperatur durch Substitution der Thermoelemente $\varkappa$.

Diese ermöglichten in sehr bequemer Weise jederzeit ein beliebiges Eichen der Temperaturregistrierung, indem nach Umstellung der Schaltung α das Ölbad im Reagenzrohr $\varkappa$ mit den Thermoelementen und Thermometer rasch um einige Grade bei gleichzeitigem Umrühren erhitzt wurde und dann ohne Störung sich selbst überlassen blieb; die sich einige Zeit konstant haltende Temperatur wurde am Thermometer abgelesen und gleichzeitig die Registrierlampe eingeschaltet; sobald nach ein bis zwei Minuten das Öl erkaltete, wurde das Licht ausgedreht und das Thermometer ev. auch jetzt wieder abgelesen. Eine neue Erwärmung ließ dann eine höhere Temperatur registrieren usf. Die so erhaltenen Punkte wurden auf Millimeterpapier eingetragen und ergaben eine Kurve, mittels welcher dann rückwärts die Temperaturen bestimmt wurden. Die Messung der elektromotorischen Kraft der Thermoelemente gelingt auf diese Weise sehr genau.

Sollte in vergrößertem Maßstabe eine partielle Aufnahme gemacht werden (s. Blatt 2, IIb), so gab ein vorheriges vollständiges Diagramm (IIa) die Möglichkeit, die Wage so einzustellen, daß gerade nur der gewünschte Teil der Auftriebbewegung und die betreffenden Temperaturen registriert wurden; ein späteres Beispiel läßt den Weg deutlich erkennen.


Blatt 2.
I. Phosphor
II. Zinn
III. Wismut
100 mm gr
20 mm gr
500 mm gr
Achse bei 20°
Achse bei 200°
200°
$\Gamma_{10} = 6500 + X$ mm gr
X mm gr.
20 mm gr
100 mm gr
-10^{0}″
I a.
I b.
I′ab.
II a.
II′a.
II b.
II′b.
III.

Die Heizung des Ofens wurde in der Weise geregelt, daß die Temperatur linear mit der Zeit sich erhöhte; dazu wurde anfangs alle fünf Minuten die Fernrohrablesung des dritten Galvanometers λ notiert mit der entsprechenden Stromstärke der Heizung; nach einiger Übung genügte es, alle Viertel- und Halbestunden einzugreifen; je nach der 1- bis 24stündigen Umdrehungszeit der Registrierwalze, also stärkerer oder schwächerer spezifischer Belichtung des Bromsilberpapiers, war ein Widerstand in die Belichtung eingeschaltet, um stets eine möglichst feine Zeichnung der Kurven zu erhalten ($^1/_4$ bis $^1/_{10}$ mm). Nach Erreichung der höchsten Temperatur wurde der ganze Apparat sich selbst überlassen, so daß sich das Bad mit dem Ofen zusammen langsam abkühlte.

Genauigkeitsgrenzen und Berechnung.

Die Tatsache, daß die dem Auftrieb entgegenwirkende Kraft nicht wie bei der Spiralfeder eine lineare Funktion der Auftriebbewegung ist, sondern mit dem Kosinus des Drehwinkels sich ändert, hat bei der Kleinheit des Ausschlages (2°) ebensowenig Bedeutung wie der Umstand, daß auf der Registrierwalze die Tangente statt des Bogens des Drehwinkels fixiert wird.

Dagegen ist ein anderer Fehler zu beachten, der von der Schärfe der Zeichnung im Diagramm abhängt; in den folgenden Tabellen ist jedesmal angegeben, um wieviel der Endwert der Rechnung schwankt, falls einer von den zusammengehörenden Punkten der drei Kurven um $^1/_2$ mm unrichtig abgegriffen worden ist.

Auf Unvollkommenheiten der Apparate waren wiederholt auftretende Ungenauigkeiten zurückzuführen: es hielt merkwürdig schwer, die Nullstellung der Galvanometer konstant zu halten, dessen Ursache nur zeitweise elastische Nachwirkung der Aufhängefaden sein konnte, so daß nichts anderes übrig blieb, als zur Kontrolle die Nullstellung nach beendeter Aufnahme nochmals zu fixieren. Ferner verursachte der Umstand, daß die Kraft-, Licht- und Thermostromleitung einige 20 m frei über einen Hof geführt werden mußte, Induktionsströme — und dadurch nicht ganz scharfes Zeichnen des betreffenden Galvanometers —, wenn einiger Wind die Leitungsdrähte gegeneinander bewegte.

Bezeichnungen:

Körper
- G [g] Gewicht,
- V_{10} [ccm] Volumen bei 10° C,
- v (g) spezifisches Volumen (Gewicht),
- t Temperatur.

Becher
- $\mathfrak{G}$ [g] Gewicht,
- $\mathfrak{B}_{10}$ [ccm] Volumen bei 10°,
- t Temperatur,
- $\Delta \mathrm{t}$ Temperaturdifferenz vom Anfangszustande,
- $3\mathfrak{a}$ kubischer Ausdehnungskoeffizient.

Bad
- Γ_{10} [g] Gewicht der von Körper und Becher verdrängten Flüssigkeit,
- $d\Gamma$ [mm und g] Änderung dieses Gewichtes,
- Φ_{10} [ccm] Volumen der von Körper und Becher verdrängten Flüssigkeit,
- φ spezifisches Volumen,
- τ Temperatur.

Zur Bestimmung des spezifischen Gewichtes bzw. Volumens gelten folgende Beziehungen:

$$1.\quad v_t = \frac{V_t}{G}$$

$$2.\quad V_t = \Phi_\tau - \mathfrak{B}_{\mathrm{t}}$$

$$3.\quad \Phi_\tau = (\Gamma_{10} + d\Gamma)\,\varphi_\tau$$

$$4.\quad \mathfrak{B}_{\mathrm{t}} = \mathfrak{B}_{10}\,(1 + 3\mathfrak{a}\Delta \mathrm{t})$$

$$\mathrm{I.}\quad v_t = \frac{(\Gamma_{10} + d\Gamma)\,\varphi_\tau - \mathfrak{B}_{10}(1 + 3\mathfrak{a}\Delta \mathrm{t})}{G}.$$

Für tabellarische Zusammenstellung ist es nicht günstig, die Bestimmung des spezifischen Volumens nach der Schlußgleichung I vorzunehmen; die Übersicht, besonders bei der logarithmischen Berechnung, wird erleichtert durch Verwendung von Gleichung 3) und 4) im Anschlusse an die Vereinigung von Gleichung 1) und 2):

$$\mathrm{II.}\quad v_t = \frac{\Phi_\tau - \mathfrak{B}_{\mathrm{t}}}{G}.$$

Diagramme.

Wasser und Paraffinöl.

Die Untersuchungen mit Paraffinöl werden hier gemeinsam mit denen von Wasser behandelt, da dieselben sich gegenseitig ergänzen bzw. erst an der Hand der Öldiagramme Störungen, die sich schon beim Wasser in geringem Grade gezeigt hatten, überhaupt eine Erklärung fanden.

Obgleich bei den Versuchen meiner Dissertation annehmbare Resultate erhalten worden waren, zeigten hier die ersten Aufnahmen mit Wasser neue Schwierigkeiten, welche wegen der früheren geringen Empfindlichkeit der Messung nicht zutage getreten waren; bei der dortigen Anordnung war 1 mm $d\Gamma = 14$ mg, während hier 1 mm = 2 mg, bei den partiellen Untersuchungen sogar nur 0,4 mg betrug, mithin eine ev. dreißigfach größere Genauigkeit möglich war.

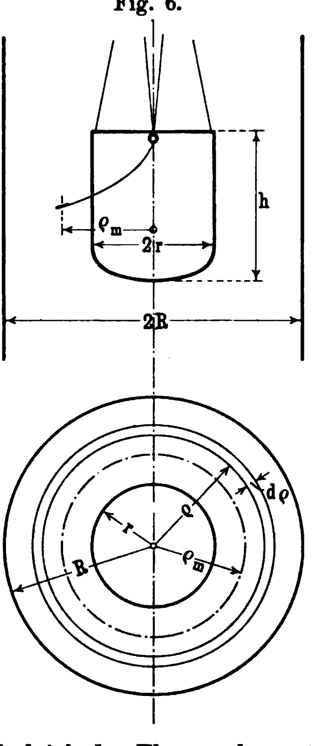
Der zunächst auftretende Fehler zu geringen Sinkens des Schwimmkörpers ließ sich zurückführen auf leichtes Aufquellen des den Eisenthermodraht als Rostschutz umgebenden Lackes, worauf statt Eisen Kupferdraht mit Konstantan das Element bildete, welcher in Wasser nicht oxydirte, also blank bleiben konnte. Der Grund, weshalb jener Fehler doch noch nicht immer behoben war, ließ sich darin finden, daß das ausgekochte Bad Luft wieder in sich aufnimmt (welche sich dann beim Erwärmen in Bläschen an den Schwimmkörper setzt und den Auftrieb vergrößert), wenn eben solches (ausgekochtes), wenn auch in nur geringer Menge, offen nachgegossen wurde; ähnlich wirkte ein Einbringen des Schwimmkörpers erst nach dem Auskochen des Bades. Durch Beachten all dieser Momente, indem am sichersten das aufgefüllte Bad mit dem Schwimmkörper in dem Badbecher kurz vor Anstellung des Versuches aufgekocht und dann rasch abgekühlt wurde, gelang es, jenen Fehler dauernd zu vermeiden.

Als statt dessen darauf das Gegenteil, zu tiefes Sinken des Schwimmkörpers, sich zeigte, ließ sich trotz vieler Bemühungen keine Erklärung finden, bis die gleiche Erscheinung bei Paraffinöl, das bis 300° erhitzt wurde, die Lösung brachte durch die Beobachtung, daß verdunstetes Öl sich an den Thermodrähten nieder-

schlug und stellenweise in Tropfen daran hing. Auf diese Tatsache aufmerksam geworden, ergab die Rechnung, daß ein Überziehen je eines der etwa 1 m[1]) langen Thermodrähte von 0,1 mm Durchmesser mit einer Wasserhaut von nur $^1/_{100}$ mm eine Beschwerung von 3,1 mg bewirkt, mithin bei zwei und vier Drähten einen Fehler von 6 und 12 mg hervorrufen würde (= 3 und 6 bzw. 15 und 30 mm $d\Gamma$).

Ein weiteres Resultat zeitigten diese Untersuchungen: eine stets sich zeigende Differenz der Auftriebsgrößen bei den gleichen Temperaturen im fallenden und steigenden Ast der $d\Gamma$-Kurve. Beim Erhitzen des Bades sinkt der Schwimmkörper etwas tiefer als bei der gleichen Temperatur der Abkühlungsperiode. Abgesehen von dem Einflusse geringer Konvektionsströmungen, deren Vorhandensein bei höheren Temperaturen oder sehr großer Empfindlichkeit der Messung sich in einigen Diagrammen durch Schwingungen bis zu 4 mm Höhe verzeichnete, was deren Wert jedoch nicht im geringsten beeinträchtigte, indem das genau abgemessene Schwingungsmittel sehr gute Resultate erbrachte (s. Phosphoraufnahme), erweist folgende Betrachtung, daß diese Erscheinung sich einstellen muß.

Fig. 6.



Für die Größe des Auftriebes eines Körpers ist der Zustand, das Gewicht des denselben umgebenden Flüssigkeitsringes von der Höhe h maßgebend (s. Fig. 6). Dieses ist nun beim Abkühlen ein anderes wie beim Erhitzen, obgleich das Thermoelement im Abstande ϱ_m beide Male die nämliche Temperatur des Bades angibt.

---

[1]) Zur Verhütung von Wärmeeinflüssen auf die Wage dürfte die Entfernung nicht geringer sein.

Bezeichnung:

G = Gewicht des Flüssigkeitsringes,
V = Volumen des Flüssigkeitsringes,
s = spezifisches Gewicht,
v = spezifisches Volumen.

Annahme: Radiale Temperaturdifferenz innerhalb des Flüssigkeitsringes ist proportional dem Radius ϱ und somit auch das spezifische Volumen:

$$v = \frac{1}{s} = a + b\varrho \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

$$G = V.s \text{ (Grundgleichung)} \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

Durch Differentiation von 2)

$$dG = Vds + sdV \quad \ldots\ldots\ldots \quad \mathrm{I})$$

ferner ist

$$dV = 2\pi h \varrho d\varrho$$
$$V = \pi h(\varrho^2 - r^2)$$

aus 1)

$$ds = \frac{-b d\varrho}{(a+b\varrho)^2}$$

Substitution von V, dV, s, ds in I):

$$dG = \pi h\left[\frac{2\varrho d\varrho}{a+b\varrho} - \frac{(\varrho^2-r^2)b}{(a+b\varrho)^2}d\varrho\right]$$

$$G = 2\pi h\int_r^R \frac{\varrho d\varrho}{a+b\varrho} - \pi h b\int_r^R \frac{\varrho^2-r^2}{(a+b\varrho)^2}d\varrho \quad . \quad . \quad \mathrm{II})$$

Durch Integration ergibt sich:

$$G = \frac{\pi h}{b}\left[(R-r) + \frac{a^2}{b^2(R-r)} + \frac{r^2}{R-r}\right].$$

Da diese Gleichung nur für $b > 1$ richtig ist (für $b = 0$ wird $G = \infty$), entwickeln wir die Gleichung II) in eine Reihe nach Mac Laurin, nach Substitution von

$$\varrho = r + x,$$

um 0 und $R-r$ als Grenzen der Integration zu erhalten.

Dies gibt die Endgleichung:

$$G = \pi h\left[\int_0^{R-r}\left(\frac{2r}{a+br} + \frac{x}{1!}\frac{2a}{(a+br)^2} - \frac{x^2}{2!}\frac{2.2ab}{(a+br)^3}\right)dx\right.$$

$$-\int_0^{R-r}\left(\frac{r^2 b}{(a+br)^2}+\frac{x}{1!}\frac{2arb}{(a+br)^3}+\frac{x^2}{2!}\frac{2ab(a-br)}{(a+br)^4}\right)dx$$

$$+\int_0^{R-r}\left(\frac{r^2 b}{(a+br)^2}-\frac{x}{1!}\frac{2b^2r^2}{(a+br)^3}+\frac{x^2}{2!}\frac{2.3.r^2b^2}{(a+br)^4}\right)dx\Big].$$

Für die Temperatur $\tau_m = 60^0$ und (für $\varrho = 0$) angenommen: $\tau_0 = 58^0$ beim Erhitzen bzw. $\tau_0 = 62^0$ beim Abkühlen, also für Wasser $v_m = 1{,}01692$ und $v_0 = 1{,}01805$ bzw. $1{,}01583 = a$, sowie $\varrho_m = 2\,\text{cm}$ ergibt sich $b = \frac{v_m - v_0}{\varrho_m} = 0{,}000545$ bzw. $-0{,}000565$.

Für $R = 3{,}3\,\text{cm}$, $r = 1\,\text{cm}$ und $h = 2\,\text{cm}$ erhalten wir damit als Gewicht des Flüssigkeitsringes 61,005 g beim Erhitzen gegen 61,158 g beim Abkühlen, was auf den Schwimmkörper eine Auftriebsdifferenz von 18 mg bewirken würde.

Diese durch Rechnung und Experiment erwiesenen Einflüsse, welche sich beim Paraffinöl in stärkerem Maße als bei Wasser teils wegen seiner geringen Wärmeleitfähigkeit, teils wegen der größeren Heizgeschwindigkeit infolge der dreimal so hohen Maximaltemperatur geltend machen, führen zu der Erkenntnis, daß die hier ausgearbeitete Methode für möglichst genaue Dichtemessung von Flüssigkeiten mit Hilfe eines festen Schwimmkörpers nicht brauchbar ist.

Obwohl die gleichen, den absolut richtigen Auftrieb störenden Einflüsse auch bei den Untersuchungen der Schmelzprozesse auftreten, ist es möglich, hier vollständig richtige Ergebnisse zu erhalten, wenn wir zur Berechnung der aufgenommenen Kurve in die Gleichung 3) ein φ_τ einführen, das unter den gleichen Verhältnissen, mit eben jenen Abweichungen mittels des Schwimmkörpers sich ergeben hat, wobei zu beachten ist, daß für Erhitzungs- und Abkühlungsperiode die entsprechenden Werte der φ_τ-Kurve eingesetzt werden, sowie daß die beiden Abszissenachsen ($d\Gamma = 0$) für die gleiche Temperatur und innerhalb des Beharrungszustandes anzunehmen sind (z. B. Fig. IIa : 20°; IIb : 200°).

Die Resultate der Untersuchungen mit Schmelzkörpern erweisen die Richtigkeit dieser Überlegungen.

Sollte die Kenntnis der Volumenänderungen einer Flüssigkeit ihrem absoluten Werte nach verlangt sein, so genügt nach

den obigen Darlegungen die Messung des Auftriebes eines Schwimmkörpers nicht; trotzdem kann man mit unserer Methode auch hier zum Ziele kommen, wenn man die Flüssigkeit wie einen festen Körper in einem anderen bekannten Bade untersucht; für angenäherte Werte, welche oft genügen dürften, ist indessen jener Weg der größeren Einfachheit wegen vorzuziehen.

Wenn wir unter diesen Voraussetzungen die beiden Kurven (Blatt 3) des Wassers und Paraffinöls einer Diskussion unterwerfen (die Tabellen I und V enthalten die errechneten Resultate), so gibt die erste bei den höheren Temperaturen etwas größere Werte an, als die tatsächliche Ausdehnung des Wassers beträgt. Das Gleiche dürfte beim Öl der Fall sein, welches sich, wie die Kurve zeigt, fast linear mit der Temperatur ausdehnt und einen großen Ausdehnungskoeffizienten besitzt, mehr als doppelt so groß wie Wasser.

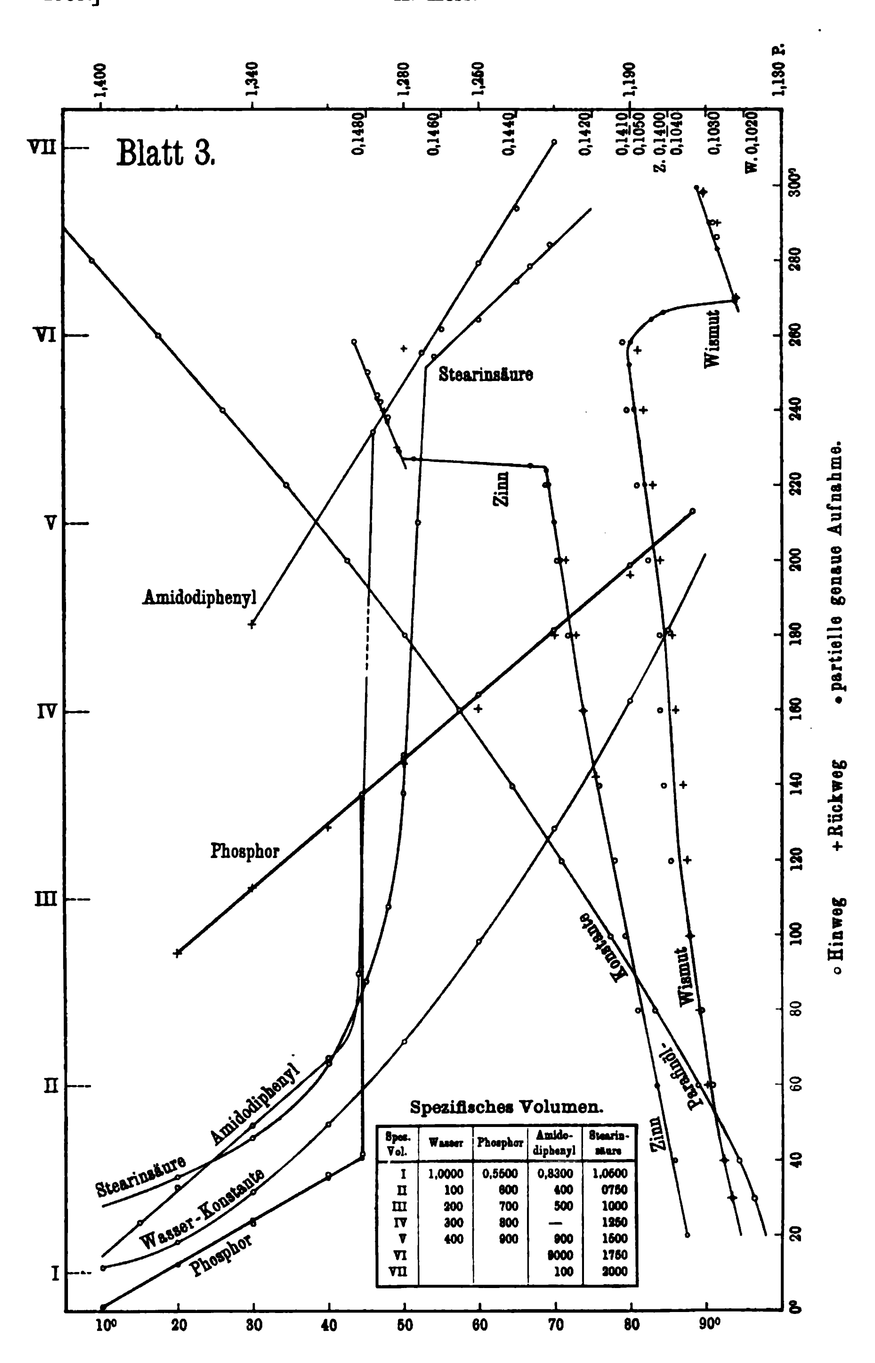
Die hier erhaltenen Resultate haben jedoch selbst für relative Werte noch nicht den Anspruch auf größte Genauigkeit, indem eine Reihe von Forderungen erst nachträglich erkannt wurde: Zunächst hatte der Schwimmkörper ein kleineres Volumen und andere Gestalt als der gefüllte Becher; sodann diente nur ein Drähtepaar zur Aufhängung des Schwimmkörpers, während bei den Schmelzprozessen die vier Drähte, bei denen dieselbe Stärke auch nicht immer beibehalten wurde, eine größere Oberfläche bieten zur Kondensation, also größere Beschwerung verursachen. Wie die obige Rechnung dargetan, ist es ferner nicht unwichtig, daß das äußere Thermoelement stets in der gleichen Entfernung ϱ_m sich befindet, eine Erkenntnis, die auch erst nachträglich gefunden wurde.

Mit diesen Gründen dürften manche Unregelmäßigkeiten der Aufnahmen, vor allem während der Abkühlungsperiode, zu erklären sein.

Schmelzkörper im Wasserbade.

Phosphor.

Fast alle Untersuchungen früherer Autoren über Volumenänderungen beim Schmelzen hatten sich mit Phosphor beschäftigt, nicht nur wegen der Annehmlichkeit einer niedrigen Schmelztemperatur, sondern auch wegen der großen Regelmäßigkeit seiner



Spez. Vol.	Wasser	Phosphor	Amido-diphenyl	Stearin-säure
I	1,0000	0,5500	0,8300	1,0600
II	100	600	400	0750
III	200	700	500	1000
IV	300	800	—	1250
V	400	900	900	1500
VI			9000	1750
VII			100	2000

Ausdehnung. Dieser Körper diente deshalb auch hier vor allem dazu, die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der Methode zu prüfen.

Aus Blatt 2, Kurve I'*ab* sind zunächst die Temperaturänderungen einer Aufnahme ersichtlich. Es gelang nach einiger Übung sehr sicher, die Temperaturzunahme gleichlaufend mit der Zeit zu gestalten (s. ansteigenden Ast von τ und t); der von außen nicht mehr beeinflußte Abkühlungsprozeß weist ein verschieden schnelles Sinken der Temperatur auf. Entsprechend diesen Temperaturveränderungen zeigt die $d\Gamma$-Kurve Ia von Punkt 0 bis 1 eine allmähliche Erhöhung an, um hier bei konstanter Temperatur $t = 44{,}5^0$ sich schnell bis 2 zu erheben; die weitere Zunahme 2 bis 3 erfolgt durch die schnelle Nachwärmung des Phosphors von 2' auf 3'; von hier bis zur höchsten Temperatur von fast 90° senkt sich die $d\Gamma$-Kurve trotz weiterer Volumenvergrößerung des flüssigen Phosphors, weil die gleichzeitige Ausdehnung des Bades überwiegt; den umgekehrten Weg zeigt der Abkühlungsprozeß 4—5—6.

Die an solchen Diagrammen ausgeführten Rechnungen ergaben richtige Resultate, wie die Tabellen II und die in Blatt 3 eingetragenen Punkte der Phosphorkurve zeigen; daß die kleinen Abweichungen von einer Geraden nur von dem Grade der Schärfe und dem Maßstabe der Diagrammkurve abhängig waren, beweisen die partiellen Aufnahmen Ib.

Die Aufnahme Ia ließ ungefähr abschätzen, daß der Auftrieb bei Ausdehnung des festen Körpers 30 mg, beim Schmelzen 200 mg und bei weiterer Erwärmung — 30 mg $d\Gamma$ beträgt. Um den ersten oder letzten Teil dieses Prozesses genauer zu registrieren, wurde der Maßstab der Wage durch Höherrücken des Laufgewichtes p so empfindlich gemacht, daß jene 30 mg $d\Gamma$ genügten, damit der Lichtpunkt fast die ganze Breite des Bromsilberpapiers beschreiben konnte. Die Aufnahme Ib läßt ersehen, daß bei Beginn des Schmelzens der zurückgelegte Weg 0 bis 1 viel höher endigt als bei Ia, also eine genauere Bestimmung zuläßt; auf gleiche Weise kann man den Kurvenast der Ausdehnung des flüssigen Phosphors erhalten; da aus Ia die Auftriebgröße beim Schmelzen bekannt ist (200 mg), braucht man nur die Wage hiermit zu beschweren, um den Endpunkt des Schmelzprozesses wieder auf das Diagramm zu erhalten, und dann

die Kurve I b von 3 bis 4 zu bekommen. Ebenso wurde das Übergewicht von 200 mg wieder abgenommen, sowie die Erstarrung begonnen hatte. Ein Vergleich der Kurven I a und I b läßt die Ähnlichkeit der Gestalt deutlich erkennen.

Das zur Berechnung notwendig bekannte Gewicht des durch Becher und Phosphor verdrängten Badvolumens wurde graphisch fixiert, indem die Stellung der beschwerten Wage auf dem Diagramm (1″) angezeichnet wurde; sodann brachte ich ohne Arretierung der Wage die Last im Wasser zum Schweben durch gleichzeitige ungefähre Kompensierung des Auftriebes (6,500 g); zugleich mit der Temperatur (10⁰″) verzeichnete sich die Stellung 2″; die weitere Differenz 2″ bis 3″ entspricht einem bekannten Übergewicht (20 mg). Hieraus ergibt sich:

$$\Gamma_{10} = 6500 + x\,\mathrm{mg} = 6{,}516\,\mathrm{g}.$$

Im Gegensatz zu den vollständigen Aufnahmen zeigten beim Abkühlungsprozeß die partiellen bedeutende Störungen; indes konnte hier nicht auf eine nähere Untersuchung eingegangen werden. Ebenso erwies sich die Volumenkontraktion des stark unterkühlten Phosphors beim Erstarren wegen der plötzlichen Störung sämtlicher Temperaturverhältnisse nicht ohne weiteres der Berechnung zugänglich. Die absoluten hier erhaltenen Größen der Volumenänderung von Phosphor sind mit den Ergebnissen früherer Forscher zusammengestellt in der Tabelle VIII.

Amidodiphenyl.

Als weitere Probe für das Funktionieren der Methode wurde ein von Wasser nicht angegriffener, organischer Körper Amidodiphenyl (Tabelle III) der Untersuchung unterworfen. Gleich beim ersten Male glückte die Aufnahme vollständig; wie deren graphische Darstellung in Blatt 3 erkennen läßt, verläuft die Volumenänderung ganz ähnlich wie bei Phosphor; die Ausdehnung des festen Körpers ist vollkommen linear und ebenso die des flüssigen; bemerkenswert ist der bedeutend größere Dehnungskoeffizient beider Zustände im Vergleich mit Phosphor; die Volumenänderung beim Schmelzen bei 44 bis 46^0 ist ebenfalls erheblich größer (6 Proz. gegen 3,4 Proz.; s. Tabelle). Auch hier konnte der einzige Fehler der Aufnahme, Störungen beim Abkühlungsprozeß, nicht weiter verfolgt werden.

Stearinsäure.

Aus der Reihe meiner früheren Untersuchungen führe ich ein Beispiel an, daß die Methode auch für Körper, welche spezifisch leichter als das Bad sind, gute Resultate ergibt. Blatt 1, Fig. 4, zeigt die Aufhängungsart des Bechers, in welchem Stearinsäure vom spez. Gew. 0,94 im Wasserbade untersucht wurde. Tabelle IV enthält die Resultate, deren graphische Darstellung (Blatt 3) ein Bild von der Volumenänderung gibt. Wie daraus ersichtlich, findet der Schmelzprozeß nicht bei konstanter Temperatur statt, indem wegen der nicht vollständigen Reinheit des Körpers die Verflüssigung schon vorher beginnt.

Schmelzkörper im Ölbade.

Der Vergleich von Aufnahmediagrammen im Wasser- und im Ölbade (Blatt 2, Aufnahme I und II) erweist in der Gestalt der Kurve einen großen Unterschied: entsprechend der Volumenvergrößerung beim Erwärmen zeigt Kurve I eine Vermehrung der Auftriebskraft an; trotz gleicher Verhältnisse bei z. B. Zinn senkt sich die Kurve II andauernd, um nur während der Schmelzperiode eine Erhebung 1—2—3 aufzuweisen.

Dies Überwiegen des Einflusses des durch die Erhitzung spezifisch leichter, also weniger tragfähig gewordenen Öles ist auf das Gesamtresultat von ungünstiger Wirkung. Die Genauigkeit wird schon durch den notwendig gröberen Maßstab verringert (1 mm = 12 mg), indem sonst die Spiegeldrehung nicht innerhalb der Diagrammbreite bleiben würde; außerdem machen sich die Einflüsse der verschieden temperierten Badschichten erhöht geltend, welche durch die nicht allen Forderungen genügenden φ_τ-Werte nicht vollständig kompensiert werden.

Das eigentliche Ziel, Volumenänderung beim Schmelzen, ließ sich durch wiederholte einander sehr nahe kommende partielle Aufnahmen trotzdem ziemlich genau bestimmen. Obwohl für die Ausdehnungskoeffizienten hier nur je eine fehlerfreie Aufnahme zugrunde gelegt werden konnte, dürften die angenommenen Mittelwerte zwischen den Ergebnissen beim Erhitzen und Abkühlen der Wirklichkeit sehr nahe kommen.

Zinn.

Die angestellten Untersuchungen mit Zinn ergaben eine Reihe von Schwierigkeiten, welche jedoch nicht so sehr der Methode als solcher als den Eigenschaften von Zinn zuzuschreiben sind. Der mit einer abgewogenen Menge Metall möglichst vollständig erfüllte Becher enthielt in der Mitte des Zinns das eine Thermoelement Kupfer-Konstantan von 0,1 mm Stärke. Wiederholte Male versagte dies Element mitten im Versuche; erst nach vieler Mühe wurde gefunden, daß das flüssige Zinn die anderen Metalle mehr oder weniger schnell in sich auflöste. Durch Ersetzen der sehr feinen Metalldrähte durch stärkere, dann Auswechseln von Kupfer mit Eisen gelang es, diese Störung zu beseitigen.

Während bei Phosphor die partiellen Aufnahmen bezweckten, die Ausdehnung des festen und die des flüssigen Körpers sehr genau zu bestimmen und erst dadurch rückwärts ev. auch die Veränderung beim Schmelzen zu erhalten, dienten hier dieselben dazu, den Teil der Kurve während der Schmelzperiode selbst (1—2—3) in vergrößertem Maßstabe zu erhalten. Fig. IIb ist eine derartige Vergrößerung und läßt sehr genau die einzelnen Phasen erkennen. Indem zugleich die Galvanometer so eingestellt waren, daß erst kurz vor 200° der schreibende Lichtpunkt die Registrierwalze traf, um bis 260° fast die ganze Breite derselben zurückzulegen (oder statt in Eis befindet sich das zweite Thermoelement auf einer höheren konstanten Temperatur, z. B. irgend einem Siedepunkt), gelang auch die Temperaturbestimmung genauer. Wie die Tabelle VI erkennen läßt, kommen die Resultate einander sehr nahe.

Die Ausdehnung des flüssigen Zinns erfolgt vollständig linear, während beim festen Körper der Ausdehnungskoeffizient nicht konstant zu bleiben scheint; indes kann auf Grund von nur einer gelungenen vollständigen Aufnahme noch nichts Definitives gesagt werden.

Wismut.

Nachdem die Zinnaufnahmen einmal geglückt waren, machten auch die Untersuchungen mit Wismut keine Schwierigkeiten. Die Gestaltung der Gesamtkurve ähnelt der bei Zinn; nur der Schmelzprozeß zeigt eine andere Form (Blatt 2, III), indem sich

Wismut bekanntlich zusammenzieht: die Kurve sinkt von 1 bis 2, um nach beendeter Schmelzung eine kurze entgegengesetzte Bewegung zu machen (2—3). Hier ist die Erklärung augenfällig, warum bei den anderen Körpern der Auftrieb sich noch erhöhte, obwohl die Schmelztemperatur schon verlassen war; in meiner vorigen Abhandlung hatte ich diese Erscheinung auf partielle Überhitzung zurückgeführt, bevor alles tatsächlich geschmolzen war. Die richtige Erklärung ist jedoch, daß bei 2 zwar alles geschmolzen ist, aber auf dem Wege von 2 bis 3 der Körper von der Schmelztemperatur auf die Badtemperatur sehr schnell nachgewärmt wird und zwar bei konstanter oder sich eher erniedrigender Badtemperatur (z. B. Wismut von 269° auf 286°), was den Auftrieb besonders erhöht.

Die Ausdehnung des festen Wismuts zeigt beim Erhitzen wie beim Abkühlen eine kleine Abweichung von linearer Ausdehnung, indem deren Koeffizient zwischen 120 und 170° sehr klein wird. Der Schmelzprozeß erfolgt nicht wie bei Zinn bei fast konstanter Temperatur, sondern in größerem Intervalle.

Was die von LÜDEKING [1]) aufgeworfene Frage betrifft, ob flüssiges Wismut analog dem Wasser vor dem Erstarren ein Dichtemaximum besitzt, so kann nach den bisherigen Untersuchungen nichts Definitives gesagt werden. Beim Erhitzen erfolgte das Nacheilen des gerade geschmolzenen Körpers auf die Badtemperatur zu schnell, um jene ev. Erscheinung festzuhalten, und die Abkühlungsverhältnisse zeigten hier besonders viel Störungen, da 300° nahe dem Siedepunkt des Bades liegt. Unter diesen Voraussetzungen kann jedoch als vorläufige Entscheidung ausgesprochen werden, daß die bisherigen Aufnahmen gegen die Ansicht LÜDEKINGs angeführt werden müßten, und eher die Meinung von VICENTINI [2]) und anderen bestärken könnten, daß das Dichtemaximum im Erstarrungsmoment vorhanden sei. Vielleicht ließe sich jedoch die Frage doch noch näher mit unserer Methode untersuchen, am besten beim Abkühlen, mit einer höher siedenden Badflüssigkeit als Öl, oder aber durch sehr langsames Schmelzen, so daß die Badtemperatur sich während dieses Prozesses nicht

---

[1]) Wied. Ann. 34, 21, 1888.
[2]) Lincei Rend. (4) 6, 1890 u. Beibl. 16, 15, 1898.

steigerte, wobei eine genauere Registrierung der Details durch größere Walzengeschwindigkeit zu erzielen wäre.

Im Gegensatze zu den früheren Körpern zeigt Wismut und ebenso Zinn eine nur sehr geringe Neigung zur Unterkühlung.

Blei und Zink im Salpeterbade.

Vorversuche in Reagenzgläsern hatten erwiesen, daß Zinn, Blei und Zink sich in einem Salpeterbade (halb Natrium-, halb Kaliumnitrat mit einem Schmelzpunkt von 229°) schmelzen ließen, ohne daß irgend störende Nebenerscheinungen auftraten; eine leichte Bläschenbildung an der Grenzschicht zeigte sich erst bei stärkerer Erhitzung, der dann allerdings eine oft plötzliche Oxydation folgte. Die angestellten Versuche jedoch ließen bald erkennen, daß die Oxydation und damit Volumenvergrößerung gleich beim Schmelzen begann, so daß es erst nach vielfachen Wiederholungen gelang, zu einem Ergebnis zu kommen. Da außerdem eine Anzahl technischer Schwierigkeiten zu überwinden war, konnte bei nur beschränkt vorhandener Zeit die Methode für hochschmelzende Körper nicht zum Abschluß gebracht werden.

Technische Schwierigkeiten lagen darin, daß das Salpeterbad trotz bester Bezugsquelle einige Male abgeschäumt werden mußte, daß bei der hierzu erforderlichen hohen Temperatur (500°) der Glasbecher wiederholt durchschmolz, nachdem es überhaupt gelungen war, die Erwärmung so gleichmäßig zu steigern, daß derselbe nicht zersprang. (Dabei wurde die Erfahrung gemacht, daß ein einmal verflüssigtes Bad entweder ausgegossen oder dauernd heiß gehalten werden mußte, sollte nicht der Becher daran gegeben werden wegen der ungleichen Ausdehnung des festen Salpeters und der an ihm haftenden Glaswand.) Da wegen der damaligen unvollkommenen Einrichtung des Königsberger Institutes es nicht möglich war, dauernd elektrischen Strom zu entnehmen, so geschah das Schmelzen und Heißhalten mittels eines Gasbrenners unter dem elektrischen Ofen nach Entfernung des Stöpsels *m*.

Nachdem die ersten Aufnahmen mit Blei erwiesen hatten, daß die Oxydation mit dem Schmelzprozeß begann, indem sich ein heftiger Auftrieb einstellte — die Kurve des festen Metalles hatte ähnliche Gestalt wie die von Zinn in Öl —, ging meine Ab-

sicht dahin, diese Störung möglichst zu reduzieren; es gelang dies, indem erstens die Zeit der Berührung von Blei und Bad sehr gekürzt wurde und zweitens, indem durch vorheriges Schmelzen an der Luft eine schützende Oxydhaut das blanke Metall bedeckte, wobei nur zu beachten war, vor dem Erstarren etwas Salpeter auf dasselbe im Becherchen zu bringen, damit der beim Erstarren sich bildende Hohlraum nicht von Luft erfüllt war. Die Zeit wurde insofern gekürzt, indem ich mich auf die ursprüngliche Aufgabe beschränkte, nur die Volumenänderung beim Schmelzen zu ermitteln.

Zu diesem Zwecke wurde das Salpeterbad nahe 320° erhitzt, was sich durch ein besonderes Thermoelement feststellen ließ (dasselbe konnte mit der Hand eingetaucht werden und mittels der Umschalter α auf ein Galvanometer einwirken). Der für sich durch eine kleine Flamme ebenfalls erwärmte Becher — mit dem Metall wie oben angegeben gefüllt — wurde sodann an seinen Thermodrähten in das Bad eingeführt und eine Aufnahme des Schmelzvorganges gemacht. Nach mehrfachem Mißlingen zeigte die Schmelzkurve, an Gestalt ähnlich der des Zinns, stets fast gleichen Auftrieb der etwas voneinander verschiedenen Mengen untersuchten Bleies; hieraus und aus der nachträglichen Konstatierung, daß die Bleioxydhaut immer eine minimale, eigentlich nicht meßbare Dicke hatte, dürfte der Schluß berechtigt sein, auch rechnerisch richtige Resultate zu bekommen. Hier konnte dies nicht dargetan werden, da das φ_τ des Salpeterbades aus Zeitmangel nicht bestimmt worden war.

Mit noch größerer Wahrscheinlichkeit wird man bei Zink günstige Ergebnisse erwarten dürfen, da hier die Eigenschaft, durch die dünnste Oxydschicht die inneren Teile vor chemischen Angriffen zu schützen, in erhöhtem Maße gegeben ist. Die am letzten Tage dieser Versuche damit vorgenommene Aufnahme führte aus nur technischen Gründen nicht zum Ziel.

Als Gesamtresultat der Untersuchungen mit dem Salpeterbade läßt sich daher sagen, daß alle Körper, mit einer mehr oder weniger schützenden Oxydhaut versehen, einer Untersuchung im Salpeterbade zugänglich sein können.

Tabellen.

I. Wasserkonstante.

(Mittel aus zwei Aufnahmen.)

Glaskörper $\mathfrak{G}$ = 13,948 g. $\mathfrak{V}_{10} = 5{,}831$ ccm; $3\alpha = 1{,}77 \cdot 10^{-5}$.
$\Gamma_{10} = 5{,}829$ g.

1 mm $d\Gamma$ = 2,2 mg bzw. 2,18 mg.

τ	$d\Gamma$ mm		$d\Gamma$ mm		$d\Gamma$ mm errechnetes	φ_τ $\pm$ 0,0002 [1]
	aufwärts	abwärts	aufwärts	abwärts		
10	0	0	0	0	0	1,0003 (1,0003)
20	3,2	2,8	3,5	3,5	3,5	17 (17)
30	10,2	10	10,5	10	10	44 (43)
40	18,7	18,7	19	18,5	18,5	80 (77)
50	29	29	30	29,3	28,7	124 (120)
60	43,2	43	43,5	42,5	41,3	177 (170)
70	57,5	57	58	57,5	55	236 (226)
80	75	75	75	74	70,7	305 (289)

[1]) Die angegebene Ungenauigkeit ist bedingt durch $^1/_2$ mm Ablesefehler.

b) Partielle Aufnahme.

1 mm $d\Gamma = 0{,}427$ mg $u_t = 6$ mm $u_\tau = 10$ mm.

t			τ			$d\Gamma$		$\Gamma + d\Gamma$	φ_τ	Φ	$\mathfrak{B}$	$\Phi - \mathfrak{B}$	$v_t = \frac{\Phi - \mathfrak{B}}{G}$	v_t [2])
a^0	b mm	$b + u_t$ mm	$b + u_\tau$ mm	b mm	a^0	mm	mg						± 0,00002	± 0,00002
10	9,8	15,8	20	10	10	0	0	6,5160	1,0003	6,5176	0,7261	5,7915	0,54813	0,54813
20	15,2	27,8	32,5	22,5	21	23,5	10	5260	20	5390	2	8128	5019	5052
30	21,8	41,5	46,5	36,5	31	38	16,2	322	47	5629	3	8366	5245	5245
40	49,8	55,8	61	51	41	41	17,5	335	84	5883	4	8619	5484	5597
44,5	56	62	67	57	45	39	16,6	326	101	5986	5	8721	5583	5616
44,5	56	62	72,5	62,5	49	− 2 [1])	199,1	7151	120	7959	6	6,0694	7450	7550
50	63,8	69,8	74	64	50	+ 38	216,2	322	124	8156	7	0890	7634	7734
60	78,4	84,4	89	79	60,5	38	216,2	322	180	8533	8	1266	7989	8089
70	93,4	99,4	104	94	70,5	27	212	280	240	8895	9	1626	8330	8430
80	109,0	115	120	110	80,5	5	202,1	181	309	9257	70	1987	8672	8772
88	121	127	130	120	88	− 10	195,7	117	366	9573	1	2302	8970	9070

$\alpha = 0{,}0_3426$ $\alpha' = 0{,}0_3595$

[1]) Wage belastet mit 200 mg.

[2]) Die letzte Kolumne (tatsächliches spez. Vol.) ist aus der vorletzten durch zwei Korrekturen erhalten: wegen einer konstanten Störung der Aufnahme muß zu den Ergebnissen von 20 bis 44,5° die Größe 0,00033 addiert werden; von 44,5 bis 88° kommt 0,001 hinzu. Die Resultate der vorletzten Kolonne lassen nur die große Genauigkeit der Methode erkennen, indem die Ausdehnung des festen und des flüssigen Phosphors bis auf 0,00002 genau linear verläuft.

II. Phosphor.

$G = 10{,}565$ g
$V_{10} = 5{,}792$ ccm
Becher $\mathfrak{B}_{10} = 0{,}726$ ccm
$\Gamma_{10} = 6{,}516$ g.

a) Vollständige Aufnahme.

1 mm $d\Gamma = 2{,}69$ mg.

t	τ	$d\Gamma$ mm	v_t ± 0,0003	t	τ	$d\Gamma$ mm	v_t ± 0,0003
10	10	0	0,5482	80	80	79	0,5877
20	21	4,5	504	80	79,5	80	871
30	31	7	527	70	69,5	82,5	840
40	41,5	8	553	60	59,5	85	801
44,5	45,5	8	564	50	49,5	84	772
44,5	50	77	755	40	39,5	82	739
50	50,5	79	775	30	30	77,5	706
60	60,5	79	809	20	20	71	672
70	70,5	82	842	17	17	2,5	494

$dv = 1{,}0341 = 3{,}4$ Proz.

III. Amidodiphenyl.

$G = 5{,}810$ g
$V_{10} = 4{,}841$ ccm
$\mathfrak{B}_{10} = 0{,}738$ ccm
$\Gamma_{15} = 5{,}572$ g.

1 mm $d\Gamma = 4{,}35$ mg.

t	τ	$d\Gamma$ mm	v_t ± 0,0003	t	τ	$d\Gamma$ mm	v_t ± 0,0003
15	15	0	0,8327	65	65,5	72	0,9067
20	21	1	346	70	70,5	72,5	103
30	31	1,5	379	50	49	74	8993
40	41	2	417	40	39,5	71,5	932
44	46	5	460	30	29,5	68	847
46	52	66	948	23,5	23,5	66	838
52,5	53	71	990	23,5	23	8,5	406
55	55,5	71	9002	20	19,5	8	396
60	61,5	71,8	038	15	15	7	379

$dv = 1{,}0598 = 6$ Proz.
$\alpha = 0{,}0_3425$
$\alpha' = 0{,}0_4718.$

IV. Stearinsäure.

$G = 19{,}600$ g
$V_{20} = 20{,}845$ ccm
Becher und Glaskugel $\mathfrak{V}_{20} = 8{,}197$ ccm
$\Gamma_{20} = 28{,}930$ g.

1 mm $d\Gamma = 24$ mg bzw. 24,7 mg.

t	$d\Gamma$ mm		v_t	t	$d\Gamma$ mm		v_t
20	0	0	1,063	52	54	58	1,150
30	2,5	1	68	54	77	73	172
40	9,5	8	78	60	78	76	177
45	15	13	89	65	78	76	182
48	19	17	99	69	77,5	75,5	184
50	27	29,5	114				

$dv = 6{,}8$ Proz.

V. Paraffinölkonstante.

$\mathfrak{G} = 13{,}948$ g $\quad \mathfrak{V}_{10} = 5{,}831$ ccm $\quad 3\alpha = 1{,}77 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{Öl}\,30^0} = 5{,}112$ g.

1 mm $d\Gamma = 12{,}5$ mg.

τ^0	$d\Gamma$ mm		φ_τ	τ^0	$d\Gamma$ mm		φ_τ
	I	II	$\pm 0{,}002$		I	II	$\pm 0{,}002$
30	0	0	1,141	280	78	77,5	1,415
40	2,5	2,5	148	260	71	71	386
60	8	7,5	164	240	64,5	64,5	359
80	13	13,5	180	220	58	58,5	333
100	19	19	198	200	51	51	308
120	25	25	217	180	45	44,5	285
140	31	31	237	160	33,5	38,5	263
160	37	36,5	257	140	32,5	32	242
180	43	43	278	120	26,5	26,5	222
200	49	49,5	301	100	20	20	203
220	56	55,5	326	80	14	14	185
240	62,5	62	352	60	9	9	167
260	69	69	378	40	3,5	3,5	150
280	75,5	75,5	404	30	0	0	141

$\alpha_{100} = 0{,}00081.$
$\alpha_{200} = 0{,}00095.$

VI. Zinn.

$G = 45{,}555$ g $\qquad V_{10} = 6{,}335$ ccm

$\mathfrak{B}_{10} = 0{,}676$ ccm $\qquad \Gamma_{\text{Öl } 20^0} = 6{,}183$ g.

a) Vollständige Aufnahme.

1 mm $d\Gamma = 12{,}1$ mg.

t	τ	$d\Gamma$	v_t $\pm 0{,}0002$	t	τ	$d\Gamma$	v_t $\pm 0{,}0002$
20	24	0	0,1395	38	43	60	0,1474
40	44	5	398	42	48	61	76
60	65	10,5	403	44	48,5	61	77
80	83	16	08	50	53	63	79
100	104	22,5	11	58	60	65	83
20	25	29	14	50	49	61	76
40	44	35	17	40	38	57,5	75
60	64	41,5	22	30	28	53,5	72
80	84	48	26	15	12	57	33
200	204	55,5	29	200	198	53	27
20	24	64	32	80	78	45,5	25
25,5	28	65	34	60	59	38,5	22
26,5	32	66	36	43	142	33	18
28	40	62,5	62				

$dv = 1{,}0242 = 2{,}4$ Proz.

$\alpha = 0{,}000136.$

$\alpha' = 0{,}000345.$

b) Partielle Aufnahmen.

1 mm $d\Gamma = 2{,}73$ mg.

t^0	τ^0	$d\Gamma$ mm	I. v_t $\pm 0{,}0001$	II. v_t $\pm 0{,}0001$
200	202	0	0,1428	0,1428
10	12	16	30	31
20	22	34	31	32
24	27	42	32	34
25	30	44	36	37
27	40	25,5	67	67
29	41	20,5	71	71
37	42	18	74	75
43	46	22	77	77

$$\left.\begin{array}{l} dv_{\text{I}} = 1{,}0262 \\ dv_{\text{II}} = 1{,}0259 \end{array}\right\} = 2{,}6 \text{ Proz.}$$

VII. Wismut.

$G = 44{,}902$ g $\qquad V_{20} = 4{,}571$ ccm $\qquad \mathfrak{V}_{20} = 0{,}663$ ccm.

a) Vollständige Aufnahme. $\qquad$ b) Partielle Aufnahmen.

1 mm $d\Gamma = 12{,}65$ mg. $\qquad$ 1 mm $d\Gamma = 4{,}76$ mg.

t^0	τ^0	$d\Gamma$ mm	v_t $\pm 0{,}062$	t^0	τ^0	$d\Gamma$ mm	v_t $\pm 0{,}0001$
30	32	0	0,1023	220	222	0	0,1046
40	42	2	25	240	242	14,5	49
60	62	6	28	258	260	29	50
80	82	10	31	264	268	39,5	43
100	102	14,5	34	266	275	45	41
120	122	18,5	39	269	285	72,5	12
140	142	23,5	41	283	287	71	17
160	162	28,5	42	290	291	72	19
180	182	34	42	295	295	73	22
200	202	39	45	296	289	73,5	20
230	232	44	49	280	279	66	19
240	242	49,5	51	270	269	60,5	17
258	260	55	52	266	264	57	14
266	270	58	51	268	263	56	15
267,5	275	61	44	262	251	30	38
270	285	72	12	252	246	18	50
286	288	71,5	17	240	238	13	49
290	291	72	18	220	219	0	46
298	298	73	21	$dv = 3{,}5$ Proz.			
290	289	74,5	17	1 mm $d\Gamma = 4{,}76$ mg			
280	278	72	12	220	222	0	0,1046
270	268	69	13	240	242	14	49
256	248	54	48	258	260	28	50
240	239	52	46	264	269	36	44
220	219	46,5	44	266	273	42	42
200	199	41	42	269	286	73	12
180	179	35,5	39	287	289	71	18
160	159	30,5	38	290	291	72,5	19
140	139	25	36	299	299	78	22
120	119	20,5	35	290	289	73,5	20
100	99	15	34	280	279	67,5	17
80	80	10,5	32	270	269	60,5	16
60	60	6	30	265	264	57	13
40	40	2	25	246	244	17	51
30	30	0	23	240	239	14	48
				220	219	0	46

$dv = 3{,}9$ Proz. $\qquad \alpha = 0{,}0_3148$ $\qquad$ $dv = 3{,}45$

$\alpha' = 0{,}0_3264$

VIII. Zusammenstellung.

Phosphor			Zinn			Wismut			Literatur
dv Proz.	α	α'	dv Proz.	α	α'	dv Proz.	α	α'	
3,5	0,0$_3$776	0,0$_3$520	2,8	0,0$_4$689	0,0$_3$114	— 3,31	0,0$_4$395	0,0$_3$120	OMODEI u. VICENTINI, Beibl. **11**, 768 bzw. **12**, 176.
3,2	475	727	—	—	—	—	—	—	ERMAN, Pogg. Ann. **9**, 557, 1827.
3,4	—	—	2,8	—	—	— 3,3	—	—	TÖPLER, Wied. Ann. **53**, 343, 1894.
3,43	383	506	—	—	—	—	—	—	KOPP, Liebigs Ann. **93**, 129, 1855.
3,45	372	560	—	—	—	—	—	—	LEDUC, C. R. **113**, 259, 1891.
5,04	376	520	—	—	—	—	—	—	PISATI u. FRANCHIS, Ber. d. chem. Ges. 1875.
—	—	—	2,2	—	—	—	—	—	WIEDEMANN, Wied. Ann. **20**, 233, 1883.
—	—	—	— 0,7	—	—	— 3	—	—	NIES u. WINKELMANN, Wied. Ann. **13**, 43, 1881.
—	—	—	6,76	—	—	— 2,3	—	—	CHANDLER u. WRIGHTSON, Beibl. **5**, 188 u. 817.
—	—	—	—	—	—	— 3,3	—	0,0$_3$112	VICENTINI, Beibl. **11**, 230.
—	—	—	—	—	—	— 3,39	—	0,0$_3$306	VICENTINI, Beibl. **16**, 15..
—	—	—	—	—	—	— 3	0,0$_4$411	0,0$_4$442	LÜDEKING, Wied. Ann. **34**, 21, 1888.
3,4	426	595	2,6	0,0$_3$136	0,0$_3$345	— 3,5	0,0$_3$148	0,0$_3$264	HESS.
Paraffinöl			Stearinsäure			Amidodiphenyl			
—	0,0$_3$81	bei 100°	6,8	—	—	6	0,0$_4$425	0,0$_3$718	HESS.
—	0,0$_3$95	bei 200°							

Schluß.

Die hier ausgeführten Untersuchungen dürften als genügender Beweis anzusehen sein für die Brauchbarkeit der Methode, um die Volumenänderung beim Schmelzen, sowie auch den Ausdehnungskoeffizienten fester und flüssiger Aggregatzustände mit großer Sicherheit bestimmen zu können.

Indessen möchte ich darauf aufmerksam machen, daß diese empfindliche Untersuchungsweise nicht nur zur Messung jener Größen selbst Verwendung finden kann, sondern auch um ganz allgemein den Verlauf einer Reihe physikalischer und chemischer Prozesse zu verfolgen. Änderungen des kristallinischen Gefüges, der temporäre Verlauf molekularer Umlagerungen, die Größe der sich eventuell zeigenden latenten Energiemenge werden durch die Registrierung der Kurven ersichtlich sein, wobei der Einfluß verschiedenartiger Zusammensetzung des Untersuchungskörpers (Legierungen) zutage treten wird; vielleicht lassen sich auch von Mischungsvorgängen zweier Flüssigkeiten, von Lösungsprozessen charakteristische Bilder erhalten und schließlich könnte es gelingen, einen Einblick in den Verlauf chemischer Reaktionen zu gewinnen.

Freilich gilt dies alles vor der Hand nur für niedere und mittlere Temperaturen. Sollte es möglich sein, einen anderen Stoff ohne die oxydierende Tendenz des Salpeters als Bad anzuwenden, so wäre dies für die Methode der größte Fortschritt, indem sie dann sicherlich für die höchsten Temperaturen geeignet wäre, wodurch sie auch für die Technik von direktem Interesse werden dürfte.

Forderungen der Methode.

1. Die Badkonstante ist unter möglichst den gleichen Verhältnissen zu bestimmen, unter welchen die Schmelzkörperdiagramme erhalten werden.

Dazu gehört:

a) Schwimmkörper und belasteter Becher sollen möglichst gleiches Volumen und auch Gestalt haben.

b) Die Thermodrähte sind in gleicher Anzahl und der gleichen Drahtstärke zu verwenden.

c) Die Badtemperatur wird mit der gleichen Geschwindigkeit (linear) gesteigert und bis zum gleichen Maximum, wenn der Abkühlungsprozeß auch aufgenommen wird.
d) Die Badtemperatur ist an der gleichen Stelle zu messen.
e) Die Abszissenachse für Berechnung der Diagramme muß durch die gleichen Temperaturen gehen.

2. Je langsamer die Erwärmung und Abkühlung, desto geringer der Unterschied zwischen den Resultaten der Erhitzungs- und Abkühlungsperiode; für absolute Endwerte wird das Mittel zwischen beiden Ergebnissen genommen; dies gilt besonders für direkte Flüssigkeitsbestimmungen.

3. Die Badkonstante wird mit entsprechendem, verschiedenem Wert für Erhitzungs- und Abkühlungsprozesse eingeführt.

4. Der Körper muß den Becher möglichst vollkommen ausfüllen.

5. Das Bad wird, um luftfrei zu sein, wiederholt ausgekocht und zwar unmittelbar vor seiner Benutzung.

6. Der Einfluß des Salpeterbades auf den Körper ist durch vorherige kurze Oxydation an der Luft zu vermindern.

7. Um Störungen der Wage und der Galvanometer zu vermeiden, ist die Laboratoriumstemperatur möglichst konstant zu halten; auch ist der Arbeitsraum längere Zeit vor Beginn der Aufnahme zu verlassen, und die Schaltung von außen zu betätigen.

Königsberg i. Pr., Physikalisches Kabinett, Oktober 1905.

Ein neues Magnetometer zur direkten Messung von Feldstärken mittels Voltmeters (Induktionsrädchen);

von Karl T. Fischer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 77. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran am 27. September 1905.)

(Vgl. oben S. 257.)

---

1. Der einfachste und zugleich merkwürdigste Fall der magnetelektrischen Induktion tritt dann ein, wenn eine homogene kreisrunde Scheibe in einem homogenen Magnetfelde in einer zu diesem normalen Ebene rotiert; denn in diesem Falle tritt keinerlei Änderung in den geometrischen Lagenbeziehungen zwischen Magnetfeld und Stromkreis ein, und lediglich die Bewegung der im Magnetfelde in sich rotierenden Scheibe ist die äußerlich erkennbare Ursache der Induktion. Versuche, diese Tatsache zu demonstrieren und mit dem Quadrantenelektrometer zu zeigen, daß hier freie Ladungen auftreten, führten zur Konstruktion des im folgenden beschriebenen „Induktionsrädchens" oder „Kraftlinienzählers".

2. Prinzip des Instrumentes[1]. Rotiert ein Drahtstück AB (siehe Fig. 1) in einem homogenen Magnetfelde $\mathfrak{H}$, das von oben senkrecht gegen die Papierebene zu gerichtet ist, im Sinne des Uhrzeigers, so wird in einem Elemente dr des Drahtes, welches die Geschwindigkeit v hat, eine EMK de induziert, deren Größe gegeben ist durch:

$$de = \mathfrak{H} . dr . v.$$

Beträgt die Tourenzahl pro Sekunde n, so ist $v = 2r.n.\pi$ und es ist

$$de = \mathfrak{H} . 2n\pi . r . dr,$$

---

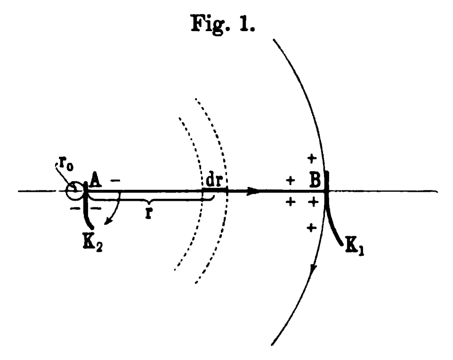
[1]) Faraday, Experimentaluntersuchungen, § 99, S. 152, 218 (1831); Lorenzsche Ohmbestimmung.

also die durch Integration sich ergebende EMK zwischen A und B:

$$e = \mathfrak{H} \cdot n \cdot \pi (R^2 - r_0^2).$$

B ist dabei positiv, A negativ geladen. An diesen Verhältnissen ändert sich im homogenen Felde nichts, wenn statt eines Drahtes

Fig. 1.



eine volle Scheibe rotiert. Da sich R und r_0 mit großer Genauigkeit messen lassen, so kann eine gleichförmig in meßbarer Weise rotierende Scheibe

1. in einem bekannten Felde zu absoluten Potentialmessungen,
2. mit Hilfe eines Voltmeters zur Messung magnetischer Felder dienen; es wird dann

$$\mathfrak{H} = \frac{e\,10^8}{(R^2 - r_0^2)\,n\,\pi} \text{ Gauss},$$

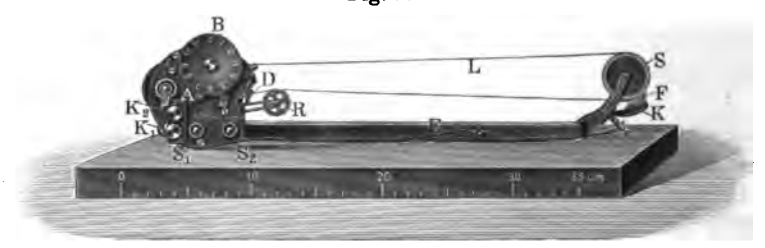
wenn e in Volt, R und r_0 in Centimeter, n pro Sekunde gemessen ist. Wählt man ein Scheibchen etwa von der Größe der LENARDschen Wismutspirale, so läßt sich leicht durch ein Uhrwerk eine Tourenzahl von 50 bis 100 Umdrehungen pro Sekunde erzielen, wodurch folgende Felder mittels Voltmeters und Millivoltmeters direkt meßbar werden:

	R cm	r_0 cm	$(R^2 - r_0^2)\,\pi$ qcm	$\mathfrak{H}$ Gauss	e Volt
$n = 50$/sec	1,7848	0,050	10,00	0,2	1×10^{-6}
	—	—	—	1,0	5×10^{-6}
	—	—	—	100,0	$0,5 \times 10^{-3}$
	—	—	—	40 000	0,2
$n = 100$/sec	1,5962	0,050	8,00	1,0	8×10^{-6}
	—	—	—	40 000	0,32

Mit Millivoltmeter und Voltmeter lassen sich also bequem Feldstärken von 10 Einheiten an messen, während Spiegelgalvanometer von etwa 5 Ohm Widerstand, die noch 10^{-8} Volt anzeigen, sogar das Erdfeld zu messen erlauben.

3. Ausführung. a) Meine Absicht war von Anfang an, dem Instrument eine solche Form zu geben, daß es bequem in der Hand zu halten wäre; die beiden Hauptschwierigkeiten lagen in der Erzeugung konstanter Tourenzahl und in der Konstruktion einer zweckmäßigen Stromabnahmevorrichtung. In dem größtenteils selbst hergestellten Modell, das Fig. 2 nach einer Photographie

Fig. 2.



wiedergibt und welches schon vor vier Jahren begonnen wurde, ist ein ganz leichtes, käufliches Uhrwerk verwendet, das mittels eines dünnen Seidenfadens L ein Scheibchen S aus Phosphorbronze von 3,1 cm Durchmesser antreibt[1]). Zur Messung der Tourenzahl dient die Zählscheibe B, welche von der Achse A aus angetrieben wird und 12×10 Zähne trägt. In dem Versuchsmodell treffen auf eine Umdrehung von B 65 Umdrehungen von S und macht S 18,5 Umdrehungen pro Sekunde. Um die Tourenzahl konstant zu halten, dienen, ähnlich wie bei den Phonographenwerken, drei an einer rotierenden Achse mit Federn befestigte Messingklötzchen, welche an der Innenseite eines Metallringes schleifen und um so stärker angedrückt werden, je rascher die Rotation wird. Durch ein sehr leicht gebautes Aluminiumspannröllchen R, das mit einer Feder D gegen den Schnurlauf gehalten wird, ist für gleichmäßige Spannung des letzteren gesorgt

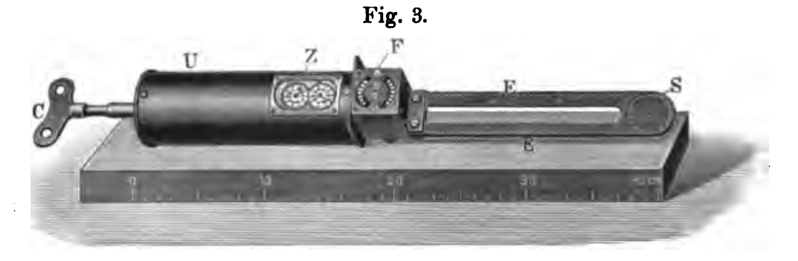
[1]) Antriebe durch Schnecken und durch Kronräder erwiesen sich, wie zu fürchten war, als unpraktisch.

und einer Schlüpfung vorgebeugt; die Lagerschienen EE lassen sich in einem Schlitze mit den Schrauben $S_1 S_2$ so feststellen, daß L von vornherein zweckmäßig gespannt ist. Die Potentialabnahme am Rande der Scheibe läßt sich (wie sich nach längeren Versuchen ergab) am besten durch eine große Anzahl sehr dünner und kurzer Platinstreifen F bewerkstelligen, welche einerseits sehr guten Kontakt geben und andererseits nur auffallend geringe Reibung verursachen. Ich verwendete 15 durch Auswalzen von Platinblech erhaltene Streifchen von 0,04 mm Dicke und etwa 1 cm Länge, welche in ein massives, isoliert angebrachtes Metallstück K (siehe Fig. 2) eingelötet sind und durch dieses und einen Draht mit der Klemme K_2 verbunden sind. Die zweite Potentialabnahme findet an der Peripherie der Achse durch die Lagerschenkel statt. Diese sind durch Glimmer vom Uhrgehäuse isoliert und mit der Klemme K_1 verbunden.

Der Widerstand dieses Versuchsinstrumentes betrug zwischen den Klemmen K_1 und K_2 nur 0,049 Ohm, wenn durch einen Tropfen Petroleum für guten Achsenkontakt gesorgt war, und variierte nur zwischen 0,049 und 0,055 Ohm, obwohl Lager und Achse nur aus Messing hergestellt waren.

b) Die Firma Hartmann und Braun in Frankfurt a. M., welche die Fabrikation des Apparates übernommen hat, hat dem

Fig. 3.



Instrumente die hübsche und handliche Form der Fig. 3 gegeben. Das durch den Schlüssel C aufziehbare, sehr kräftige Uhrwerk U kann leicht in der Hand gehalten werden. Die Feststellung der Tourenzahl erfolgt entweder durch die zwei mit Achsen des Werkes verbundenen Zeiger Z oder durch den im viereckigen Aufsatz angebrachten Frequenzmesser F, der 14 Federn der bekannten Hartmann-Kempfschen Konstruktion trägt und direkt

von derjenigen Achse aus erregt wird, von welcher aus das Scheibchen S angetrieben wird. Auf der Rückseite des Instrumentes ist ein Arretierungsknopf angebracht, der gestattet, das Werk rasch in Gang zu setzen und zur Ruhe zu bringen. Der Antrieb von S erfolgt hier durch eine enge Spirale aus dünnem Silberdraht, so daß keine besondere Spannvorrichtung nötig wird und für einen guten Kontakt am Scheibchenumfang gesorgt ist, freilich zum Teil auf Kosten der Konstanz der Tourenzahl, die bei der Anordnung a) besser erreichbar ist; von der hinter F befindlichen Antriebsrolle aus Silber kann durch einen Federkontakt das Potential des Scheibenrandes S abgenommen werden; das Potential des Achsenumfanges wird auch hier auf die Lagerschenkel EE übertragen; die Achse besteht aber behufs guten Kontaktes aus Platiniridium und das Lager ist mit Platin gefüttert. Der innere Widerstand zwischen den hinter F angebrachten Klemmen beträgt 0,564 Ohm; die am untersuchten ersten Instrument gemessenen Widerstandsschwankungen von etwa 0,1 Ohm werden nach den Erfahrungen mit dem Modell a) jedenfalls noch bedeutend herabgedrückt werden.

Der Widerstand des Instrumentes ist übrigens ohne Bedeutung, wenn die Spannung mittels Kompensators gemessen wird.

Die Umdrehungszahl beträgt im HARTMANN und BRAUNschen Modell 50 pro Sekunde. Der Radius R ist 1,596 cm, der Achsenradius 0,05 cm, so daß die von den Kraftlinien geschnittene ausgenutzte Fläche 8,00 qcm beträgt.

Die Dicke des für die Messung nötigen Teiles beträgt 3 mm, so daß der Apparat bereits in sehr engen Zwischenräumen anwendbar ist.

4. Muß in sehr engen Räumen mit einer dünnen flachen Induktionsspule nach der ballistischen Methode die Feldmessung ausgeführt werden, so kann das Magnetometerrädchen dazu dienen, die Induktionsspule bequem zu eichen, indem man sich mit einem Elektromagneten ein passendes Hilfsmagnetfeld herstellt, das für das Magnetometerrädchen genügenden Spielraum gewährt und so sehr leicht ausgemessen werden kann.

5. Die Genauigkeit des Instrumentes hängt in erster Linie davon ab, wie genau die Tourenzahl konstant zu erhalten und zu messen ist; 1 bis $^1/_2$ Proz. ist gut erreichbar. Die Thermo-

effekte können sofort vollständig in Rechnung gezogen werden, wenn zwei Messungen erfolgen, bei denen das Instrument einmal um 180° um seine Längsachse gedreht wurde, so daß die Induktion ihr Vorzeichen wechselt, während die Thermoeffekte sich gleich bleiben.

6. Der Vorzug des Induktionsscheibchens gegenüber der LENARDspirale besteht darin, daß es keine empirischen Konstanten enthält und nicht so zerbrechlich ist, wie jene, ferner nicht von der Temperatur abhängt; vor der ballistischen Methode hat es die Einfachheit und Unmittelbarkeit der Messung voraus. Da R und r_0 sich sehr genau bestimmen lassen und nur höchst langsam sich ändern, auch n nur wenig variiert, so läßt sich in ein bis drei Minuten eine Messung mit 1 bis 2 Proz. Genauigkeit ausführen.

7. Außer zu raschen und möglichst direkten Messungen dürfte der Kraftlinienzähler zu Demonstrationszwecken, nämlich zur Vorführung eines der ersten Induktionsversuche überhaupt (FARADAY führte die Versuche mit der rotierenden Scheibe schon im Jahre 1831 und 1832, später noch einmal ähnliche im Jahre 1851 aus) und zur Illustration der quantitativen absoluten Potentialmessung gute Dienste leisten, zumal wenn er in einer einfachen Form billig hergestellt wird.

Auf der Versammlung in Meran konnte mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer von HARTMANN und BRAUN mit 5 Ohm Widerstand die Induktion durch das Erdfeld gezeigt werden; bei 1,20 m Abstand des Spiegels von der Skala ergab die Totalintensität des Erdmagnetismus von 0,42 Gauss einen Ausschlag von 6,7 cm. Die Feldstärke eines mittleren Hufeisenmagneten wurde mit einem Zeiger-Millivoltmeter für 0 bis 1,5 Millivolt von HARTMANN und BRAUN (von 50 Ohm Widerstand) gemessen, das noch $^1/_{100}$ Millivolt zu bestimmen erlaubte.

München, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.
September 1905.



Jahrg. 3 *Heft 23*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

7. Jahrg. 15. Dezember 1905. Nr. 23.

Sitzung vom 17. November 1905.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

An Stelle der bei ihrem Fortgang aus Berlin aus dem Beirat ausgetretenen Herren F. F. MARTENS, E. PRINGSHEIM und H. STARKE werden folgende Herren in den Beirat der Gesellschaft gewählt:

Hr. EDGAR MEYER, als stellvertretender Schriftführer,
Hr. O. KRIGAR-MENZEL, als Revisor,
Hr. H. ZAHN, als Bibliothekar,

und zufolge der Wahl des bisherigen stellvertretenden Bibliothekars Hrn. EDGAR MEYER zum stellvertretenden Schriftführer:

Hr. F. KIEBITZ, als stellvertretender Bibliothekar.

Sodann trägt Hr. **F. Neesen** vor über:

Photographische Darstellung der Geschoßbahnen.

Endlich berichtet Hr. **K. Herrmann** über:

Ergänzungen zur Arbeit des Herrn GREINACHER: „Über die Ursache des Voltaeffektes.“ (Nach gemeinsam mit Herrn GREINACHER angestellten Versuchen.)

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. JAMES FRANCK, Berlin NW., Holsteiner Ufer 10.

Hr. PAUL CERMAK, Charlottenburg, Kantstr. 18.

Hr. ROBERT POHL, Assistent am physikalischen Institut Berlin, Berlin NW., Paulstr. 22.

(Alle drei vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Hr. Dr. phil. FRANZ WEIDERT, Charlottenburg, Eosanderstr. 11.

(Vorgeschlagen durch Hrn. MAX IKLÉ.)

Ergänzungen zur Arbeit des Herrn Greinacher: „Über die Ursache des Voltaeffektes" (nach gemeinsam mit Herrn Greinacher angestellten Versuchen[1]*);*

von Karl Herrmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. November 1905.)

(Vgl. oben S. 441.)

Die Untersuchungen des Herrn Greinacher, welche auf eine Erklärung des Voltaeffektes abzielten, waren an „Gaszellen" ausgeführt worden, d. h. Elementen, in denen an Stelle des die Metalle verbindenden Elektrolyten ionisierte Luft tritt. Die Ionisation war in diesem Falle durch auf Metallplatten niedergeschlagenes Radiotellur bewirkt. Schließt man ein solches Element in eine Glasröhre luftdicht ein, so findet man, daß der anfänglich vorhandene Voltaeffekt nach einer Erhitzung auf etwa 175° bei Anwesenheit von Phosphorpentoxyd fast völlig zum Verschwinden gebracht werden konnte, dagegen wieder erschien, wenn das Gefäß geöffnet und feuchte Luft eingeblasen wurde. Diese Erscheinung fand darin ihre Erklärung, daß man annahm, die auf den Metallen befindliche Wasserhaut bewirke die anfängliche Spannung, durch die Erhitzung destilliere dieses Wasser in das Phosphorpentoxyd hinein, so daß die elektrolytische Erregung verschwindet, und diese tritt schließlich beim Öffnen der Röhre und genügender Zufuhr von Feuchtigkeit wieder auf. Das Experiment dient also zur Stütze der „elektrolytischen Theorie" des Voltaeffektes.

Bei den folgenden gemeinsamen Beobachtungen, die Herr Greinacher und ich an solchen Gaszellen anstellten, fanden wir, daß das Hindurchleiten eines Stromes durch die ausgetrocknete, geschlossene Zelle — bewirkt durch das Anlegen der Zentralen-

---

[1]) H. Greinacher und K. Herrmann, Ann. d. Phys. (4) 17, 922, 1905.

spannung von —110 Volt an das eine Metall und Erdung des anderen — erhebliche Spannungsänderungen in der Zelle hervorrufen konnte. Wir fanden für die Abhängigkeit dieser Spannung von der Dauer des Stromes eine ähnliche Kurve, wie sie sich für die Aufladung eines Akkumulators ergibt, und erreichten im Maximum etwa 60 Volt bei einer Zeitdauer von etwa 16 Stunden. Ein Einfluß der Metalle konnte nicht erkannt werden, wohl aber der Gase, da in demselben Röhrchen nach ungefähr derselben Zeit die Spannungen sehr differierten, wie die Tabelle zeigt.

	Behandlung	Zn/Ag' in Volt			Stromstärke	Dauer der Aufladung
		vor dem Erhitzen	vor dem Aufladen	am Ende der Aufladung	Amp	Stdn.
Luft	2 Std. 160°	—0,57	—0,05	+15,3	$0,17 . 10^{-9}$	18½
Wasserstoff .	1½ „ 160°	—0,64	0,00	+6,1	0,03 „	21½
Kohlendioxyd	1 „ 160°	—0,52	0,00	etwa —30	0,19 „	15½

Es scheint aber hier ein Zusammmenhang mit den Stromstärken vorhanden zu sein, die bei derselben Potentialdifferenz zwischen den Metallelektroden bei verschiedenen Gasen verschieden ausfielen. Ein Versuch mit einem anderen Trockenmittel, nämlich Calciumchlorid, ergab ähnliche Resultate.

Da es sich gezeigt hatte, daß zum Entstehen der „Aufladung“ der Durchgang des Stromes nötig war, die Erscheinung also nicht auftrat, wenn die zweite Elektrode anstatt geerdet, isoliert war, so führten wir, um den Sitz der Spannung zu bestimmen, eine Sonde ein, die den Elektroden der Zelle gegenüberstand, und, während der Strom zwischen diesen überging, isoliert wurde. Es zeigte sich, daß die Summe der Einzelspannungen zwischen Sonde und einer Elektrode annähernd gleich der ganzen Spannung zwischen den Elektoden war. Eine Bevorzugung einer Elektrode vor der anderen konnte nicht bemerkt werden. Es war offenbar die Elektrizität auf beide Elektroden gleichmäßig verteilt.

Daß einer solchen aufgeladenen Zelle erhebliche Elektrizitätsmengen entnommen werden konnten, zeigt die Tabelle, die an-

gibt, bis zu welcher Spannung eine Kapazität durch die Zelle aufgeladen werden konnte.

	Auflade-spannung der Zelle Volt	Aufladung der Kapazität Volt	Kapazität Mikrofarad	Zeit Min.	Mittlere Entladungs-stromstärke Amp.
Zn/Cu′	etwa 10	2,18	0,1	40,5	$0{,}9 \cdot 10^{-10}$
	etwa 20	6,23	0,1	60	1,7 „
	—	0,84	1,0	86	1,6 „
Zn/Ag′	48	2,31	0,1	44	0,9 „

Die ganze Spannung aber wurde sofort vernichtet, wenn das Röhrchen geöffnet und feuchte Luft eingeblasen wurde.

Diese Beobachtungen legten die Vermutung nahe, daß eine dünne Schicht von Phosphorpentoxyd auf die Metallplatten hinaufsublimiert war und dort wie ein Isolator wirkte, d. h. mit dem Metall und der leitenden Luft einen Kondensator bildete. Dieser Vorstellung folgend, brachten wir eine dünne isolierende Schicht auf eine Metallplatte, indem eine alkoholische Schellacklösung darauf verdunstet wurde und erhielten mit einer gegenübergestellten Radiotellurplatte ganz dieselbe Erscheinung. Es konnte hier konstatiert werden, daß die „Aufladung“ nur an der mit Schellack überzogenen Platte haftete, denn eine Metallplatte ergab mit der Radiotellurplatte den Voltaeffekt. Die „Aufladung“ war hier auch durch Spitzenstrom möglich, war also keine spezifische Wirkung der α-Strahlen.

Da man es nach dem Auskochen des Röhrchens offenbar nicht mit reinen Metallplatten zu tun hat, worauf allerdings die Schlußfolgerung zur elektrolytischen Ursache des Voltaeffektes fußte, so scheint die Beweiskraft des Experimentes in Frage gestellt. Nimmt man aber nur das Vorhandensein irgend eines Elektrolyten als zur Erregung notwendig an, so kann die Phosphorpentoxydschicht wohl dieselben Wirkungen haben wie die Wasserhaut. Allerdings wird man dann annehmen müssen, daß die feste Schicht von getrocknetem Phosphorpentoxyd im ausgekochten, geschlossenen Gefäß in keine Wechselwirkung mit dem Metall tritt, während sich nach dem Einblasen feuchter Luft eine Lösung

von Phosphorsäure bildet, die einen chemischen Vorgang zur Folge hat. Daß außerdem eine nur isolierende, nicht zugleich trocknende Schicht den Voltaeffekt nicht beseitigt, zeigte der Versuch mit dem Schellacküberzug, bei dem wir den Voltaeffekt trotz des Isolators unverkennbar erhielten.

Es scheint also die Schlußfolgerung gerechtfertigt, daß die Versuche des Herrn GREINACHER trotz der dünnen Schicht von Phosphorpentoxyd, mit der sich die Metalle beim Erhitzen überziehen, als eine Stütze der „elektrolytischen Theorie“ des Voltaeffektes angesehen werden darf.

Jahrg. 3 *Heft 24*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1905

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

so gelten natürlich auch die Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{l} 2p_i^2 + p_i(W_i + \Pi_i) + 2M_i = 0 \\ 2p_k^2 + p_k(W_k + \Pi_k) + 2M_k = 0 \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; . \quad 16)$$

Die Gleichung 14) gilt gewiß, wenn p_i und p_k und damit auch $\mathfrak{E}_i$ und $\mathfrak{E}_k$ verschieden sind. Sind p_i und p_k und damit $\mathfrak{E}_i$ und $\mathfrak{E}_k$ einander gleich, so würde aus 14) folgen

$$2p_i = -\frac{W_{ik} + \Pi_{ik}}{2E_{ik}} = -\frac{1}{2}(W_i + \Pi_i),$$

da ja dann auch $W_{ik} = W_i$ usw. wird. Es hieße das, daß die Gleichungen 16), die ja jetzt identisch werden, gleiche Wurzeln haben. Es tritt dies im allgemeinen gewiß nicht ein, doch konnte ich nicht beweisen, daß dieser Fall unmöglich ist. Beschränken wir uns im folgenden auf den Fall, daß die Gleichungen 16) verschiedene Wurzeln haben, so kann 14) als Kriterium dafür dienen, daß p_i und p_k verschieden sind.

Es gelingt dann leicht, auch die weiteren ausgezeichneten Lösungen zu definieren.

Wir bezeichneten die bereits gefundenen mit $\mathfrak{E}_1$ und $\mathfrak{E}_2$, und die zugehörigen Werte von p mit p_1 und p_2. Wir suchen nun eine Funktion $\mathfrak{E}_3$ ($div\,\mathfrak{E}_3 = 0$), welche den Ausdruck

$$4p_3 = -(W_3 + \Pi_3) \pm \sqrt{(W_3 + \Pi_3)^2 - 16M_3}$$

zu einem Extremum macht und dabei die Bedingungen erfüllt, daß

$$E_3 = 1$$

$$p_3 + p_1 = -\frac{W_{13} + \Pi_{13}}{2E_{13}} \qquad p_3 + p_2 = -\frac{W_{23} + \Pi_{23}}{2E_{23}}$$

ist. Dabei ist E_3, W_3, Π_3, M_3 durch 15), E_{13}, E_{23} ... usw. durch 13) gegeben. Bei Durchführung der Variation ist natürlich p_1, p_2, $\mathfrak{E}_1$ und $\mathfrak{E}_2$ unvariiert zu lassen.

Man erhält so für $\mathfrak{E}_3$ die Differentialgleichung

$$(p_3^2\varepsilon + p_3\sigma)\mathfrak{E}_3 = \frac{c^2}{\mu}\Delta\mathfrak{E}_3,$$

und eine den Gleichungen 12) entsprechende Bedingung. Da der Ausdruck für p_3 wieder zweideutig ist, erhalten wir noch eine weitere Normalfunktion $\mathfrak{E}_4$ [1]).

[1]) Die Ableitung ist jedoch nur zwingend, wenn $E_{12} \gtrless 1$ ist, was im allgemeinen wohl erfüllt ist. Doch fehlt auch hier der Beweis, daß E_{12} nicht gleich 1 sein kann.

In dieser Weise fortfahrend, gelangt man zu beliebig vielen ausgezeichneten Lösungen.

Wir wollen endlich noch zeigen, daß, wenn ein beliebiges elektromagnetisches Feld durch Superposition von solchen ausgezeichneten Lösungen dargestellt werden kann, sich die Koeffizienten dieser Entwickelung bestimmen lassen.

Wir nehmen also an, es sei zur Zeit $t = 0$

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}^0$$

und

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \dot{\mathfrak{E}}^0$$

gegeben; dann ist ja das elektromagnetische Feld für alle Zeit bestimmt.

Wir setzen dann

$$\mathfrak{E} = \sum_k A_k \mathfrak{E}_k e^{p_k t},$$

worin $\mathfrak{E}_k$ die k^{te} ausgezeichnete Lösung ist.

Dann muß

$$\mathfrak{E}^0 = \sum_k A_k \mathfrak{E}_k$$

und

$$\dot{\mathfrak{E}}^0 = \sum_k A_k p_k \mathfrak{E}_k$$

sein.

Nun bilden wir

$$p_i \int \varepsilon \mathfrak{E}^0 \mathfrak{E}_i dS + \int \sigma \mathfrak{E}^0 \mathfrak{E}_i dS + c \int \mathfrak{E}^0 \mathfrak{E}_i d\sigma + \int \varepsilon \dot{\mathfrak{E}}_0 \mathfrak{E}_i dS \qquad 17)$$

Der Wert dieses Ausdruckes kann durch Integration ermittelt werden. Setzen wir nun für $\mathfrak{E}^0$ und $\dot{\mathfrak{E}}^0$ die früheren Reihenentwickelungen ein, so ergibt sich dafür

$$\sum_k A_k (2 p_i E_{ik} + W_{ik} + \Pi_{ik} + 2 p_k E_{ik}).$$

Nun verschwindet aber der Ausdruck unter dem Summenzeichen stets, wenn $p_i \gtrless p_k$ ist; es bleibt also nur

$$A_i (4 p_i + W_i + \Pi_i),$$

welcher Ausdruck gleich 17) sein muß. Somit ist also A_i bestimmt.

Ich wiederhole nochmals, daß unsere Darstellung die zwei Lücken hat, die oben erwähnt wurden. Dieselben wären erst auszufüllen, um unseren Betrachtungen allgemeine Gültigkeit zu verleihen.

Über das Eigenlicht des Radiumbromids. (Im Anschluss an gemeinsam mit Herrn B. Walter ausgeführte Versuche[1]*);*

von Robert Pohl.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Dezember 1905.)

(Vgl. oben S. 447.)

Das Eigenlicht des Radiumbromids, d. h. das von den Radiumbromidkristallen ausgehende und im Dunkeln für das menschliche Auge leicht wahrnehmbare Fluoreszenzlicht ist zuerst von Sir WILLIAM und Lady HUGGINS[2]) untersucht worden. Dieselben bedienten sich eines sehr lichtstarken Quarzspektographen und erhielten durch drei- bis sechstägige Belichtungsdauer photographische Aufnahmen eines Bandenspektrums, das in der Hauptsache mit dem des Stickstoffs an der Kathode eines Luft enthaltenden Geisslerrohres übereinstimmte. Auf Grund dieser Tatsache vermuteten sie, daß das Eigenlicht des Radiumbromids durch den Anprall der negativ geladenen β-Strahlen gegen die Luft der Umgebung erregt werde und erwarteten demgemäß, daß dies Licht seine Entstehung nicht nur in unmittelbarer Nachbarschaft des Präparates, sondern auch in weiterem Abstande nähme. Diese Erwartung konnten sie jedoch durch den Versuch nicht bestätigen und kamen daher zu dem Schluß, daß die β-Strahlen das Leuchten der Luft nur in molekularen Distanzen und im Momente ihrer Entstehung erregen dürften.

Demgegenüber läßt sich nun aber mit Leichtigkeit zeigen, daß das Leuchten der Luft in der Umgebung des Radiumbromids selbst noch in mehreren Centimetern Abstand von dem Salze stattfindet.

Von mehreren, nahezu gleichartigen Versuchen, welche diese Tatsache beweisen, sei nur der folgende beschrieben. Das Radiumpräparat *R* (Fig. 1) — etwa 9 mg GIESELsches Radiumbromid —

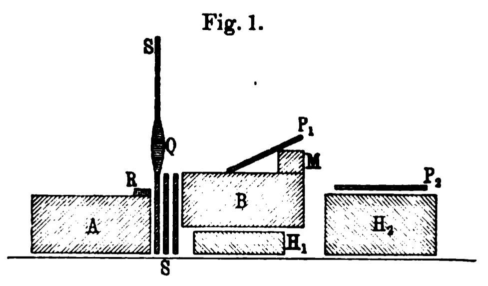
---

[1]) B. WALTER und R. POHL, Ann. d. Phys. (4) 18, 406—409, 1905.

[2]) Sir WILLIAM und Lady HUGGINS, Proc. Roy. Soc. 72, 196 und 409, 1903.

lag frei, d. h. ohne Glimmerdeckel, in seiner Hartgummikapsel auf einem runden Bleiklotz *A* von 6 cm Höhe und 12 cm Durchmesser. Daneben war zunächst ein 4 mm dicker, 24 cm hoher und 30 cm breiter Bleischirm *SS* aufgestellt, in dessen Mitte ein rundes Loch geschnitten war, in das eine Quarzlinse von $11^1/_2$ cm Brennweite und 6,5 cm Durchmesser mit ihrer Messingfassung eingepaßt wurde. (Die Linse aus Quarz wurde deswegen genommen, weil sie unter den gerade vorrätigen Stücken aus dieser Substanz das größte und dickste war. Bei einem anderen Versuche dieser Art wurde mit fast gleichem Erfolge eine 8 mm dicke, aber nur $2,3 \times 2,6$ cm große planparallele Platte aus Quarz benutzt.) Der Schirm *SS* war dabei so aufgestellt, daß der untere Rand der Quarzlinse **2 cm** höher lag als das Radiumpräparat. Neben *SS* wurden ferner noch mehrere bis an den unteren Rand der Quarzlinse reichende Platten aus 4 mm dickem Blei und schließlich — auf einem passenden Holzklotze H_1 — noch ein zweiter runder Bleiklotz von 6 cm Höhe und 12 cm Durchmesser so gestellt, daß seine obere Fläche ebenfalls mit dem unteren Rande der Quarzlinse in gleicher Höhe war. Auf diesem Klotze *B* lag nun — durch einen Metallklotz *M* unter einem Winkel von 30° gegen die obere horizontale Fläche von *B* geneigt — die photographische Platte P_1, so daß der Abstand ihres vorderen Randes von der Quarzlinse *Q* 7 cm betrug. Die Platte war dabei mit einem lichtdichten Stück dünner Pappe bedeckt, in dem mehrere Löcher angebracht waren, die mit verschiedenen Lichtfiltern (Quarz, farblose Gläser verschiedener Ultraviolett-Durchlässigkeit, blaues Glas, gelbes Glas) bedeckt waren. Hinter dem Bleiklotze *B* wurde auf dem Holzklotze H_2 noch eine zweite Platte P_2 ausgelegt, um die Abwesenheit fremden Lichtes zu beweisen. Beide Platten wurden gleichzeitig und gleich lange, nämlich 42 Stunden, exponiert und zwar, zur Vermeidung der Sekundärstrahlung benachbarter Gegenstände, in freiem Zimmer und

Fig. 1.



daher auch in gewöhnlicher feuchter Zimmerluft. P_2 blieb bei der Entwickelung völlig klar, P_1 hingegen zeigte sich hinter den genannten Lichtfiltern genau in derselben Abstufung geschwärzt wie bei einer Bestrahlung der Filter mittels spektral erregten Stickstoffs von Atmosphärendruck, z. B. wie bei den von Herrn WALTER angegebenen Versuchen mit der durch Radiotellurstrahlung leuchtend gemachten Luft [1]).

Außer dieser Schwärzung, die nach der oben beschriebenen Versuchsanordnung wohl nur von solchen durch die Strahlung des Radiumbromids leuchtend gemachten Luftteilchen bewirkt sein kann, die sich in mehr als 2 cm Abstand von dem Salze befanden, zeigten die betreffenden Platten stets auch noch eine viel schwächere Schwärzung hinter der schwarzen Pappe des Filters, sowie eine noch wieder viel schwächere Schwärzung in denjenigen Teilen, die sowohl durch diese Pappe als durch einen Teil einer Filtersubstanz (Glas bzw. Quarz) bedeckt waren. Diese letzteren Schwärzungen können natürlich nur von Strahlen herrühren, welche lichtdichte Pappe zu durchdringen vermögen, so daß es sich also hier in der Hauptsache um eine Wirkung der von der direkten Radiumstrahlung erzeugten Sekundärstrahlung handelt. Hiermit steht es dann auch im Einklang, daß die genannten Schwärzungen in viel höherem Maße auftraten, wenn man den Schirm *SS* verkleinerte oder ganz fortließ.

Obwohl nun an dem Vorhandensein einer Lichtemission der Luft auch in mehr als 2 cm Abstand von den erregenden Radiumbromidkristallen kaum zu zweifeln ist, da sie in vollkommener Übereinstimmung mit den bereits oben erwähnten Erscheinungen vor Radiotellurplatten stehen, und überdies dasselbe Ergebnis gleichzeitig mit uns von den Herren HIMSTEDT u. MEYER [2]) durch spektrographische Aufnahmen erhalten wurde,

---

[1]) B. WALTER, Ann. d. Phys. (4) 17, 367, 1905. — R. POHL, Ann. d. Phys. (4) 17, 375, 1905. Bezüglich der an letzterem Orte angegebenen Deutung der ursprünglich von Herrn WALTER beschriebenen ausschließlich ultravioletten Strahlung als eines Emissionsspektrums des Stickstoffs sei übrigens bemerkt, daß Herr WALTER inzwischen ebenfalls durch sehr verlängerte Expositionszeit den anfänglich vermißten sichtbaren Teil des Spektrums neben dem überwiegenden ultravioletten nachgewiesen hat.

[2]) F. HIMSTEDT u. G. MEYER, Ber. d. Naturf.-Ges. Freiburg i. Br. 16, 13, 1905. — Phys. ZS. 6, 688—690, 1905.

so läßt sich doch gegen die von uns benutzte Methode einwenden, daß das Quarzfenster Q, sowie sämtliche Filtersubstanzen unter der Einwirkung der Radiumstrahlung fluoreszieren und daher die Schwärzung der Platte P_1 statt durch eine in der Luft erregte Strahlung durch ein vom Quarzfenster Q oder gar den Filtern ausgehendes Fluoreszenzlicht verursacht sein könne[1]).

Zur Erledigung dieses Einwandes wurde der beschriebene Versuch in einer von der ursprünglichen nur in unwesentlichen Punkten — Form des Fensters Q, Abstand und Neigung der Platte P_1 — abweichenden Gestalt wiederholt. Als Filter wurde eine 1,5 mm starke Bleiplatte mit zwei Fenstern aus Quarz von 5 mm und je einem aus Steinsalz von 2 mm und Glas von 0,1 mm (Deckglas) Dicke, sowie einer freien Öffnung verwandt. Hinter diesem Filter wurden nun genau wie bei P_1 unter Verwendung dreier verschiedener Radiumpräparate und verschiedener Belichtungsdauer eine Reihe von Aufnahmen gemacht, die wieder eine unverhältnismäßig starke Durchdringung der dicken Quarz- und Steinsalzfenster gegenüber dem mikroskopischen Deckglase und der freien Öffnung zeigten (Fig. 2), während eine Platte, die hinter dem gleichen Filter der direkten Radiumstrahlung ausgesetzt wurde, bei gleicher oder auch wesentlich stärkerer Schwärzung hinter dem Deckglase und der freien Öffnung keine Spur der drei übrigen Fenster aufwies (Fig. 3). Um nun zu zeigen, daß diese offenbar nur durch Licht zu erklärenden Unterschiede der Durchdringung im ersteren Falle nicht von einem Fluoreszenzlicht des Quarzfensters Q herrührten, wurde das Fenster Q (diesmal eine 1 cm starke planparallele Platte) entfernt. Der Erfolg war lediglich eine Zunahme der auf dem Bilde wahrnehmbaren Sekundärstrahlung, und daher war Q nicht als Quelle des Lichtes anzusehen. Als solche blieb dann nur entweder die durch das Radiumbromid leuchtend gemachte Luft oder ein Fluoreszenzlicht der Filter,

---

[1]). Daß der Einfluß des Fluoreszenzlichtes bei Versuchen wie den vorliegenden in der Tat nicht zu unterschätzen ist, zeigt z. B. die Angabe von Sir WILLIAM u. Lady HUGGINS (l. c., p. 412), daß sie bei Zwischenschaltung von Glas oder Quarz zwischen das Radiumpräparat und den Kollimatorspalt ihres Apparates das Fluoreszenzspektrum der beiden Substanzen in starkem Maße und beim Quarz auch weit ins Ultraviolett reichend gefunden haben.

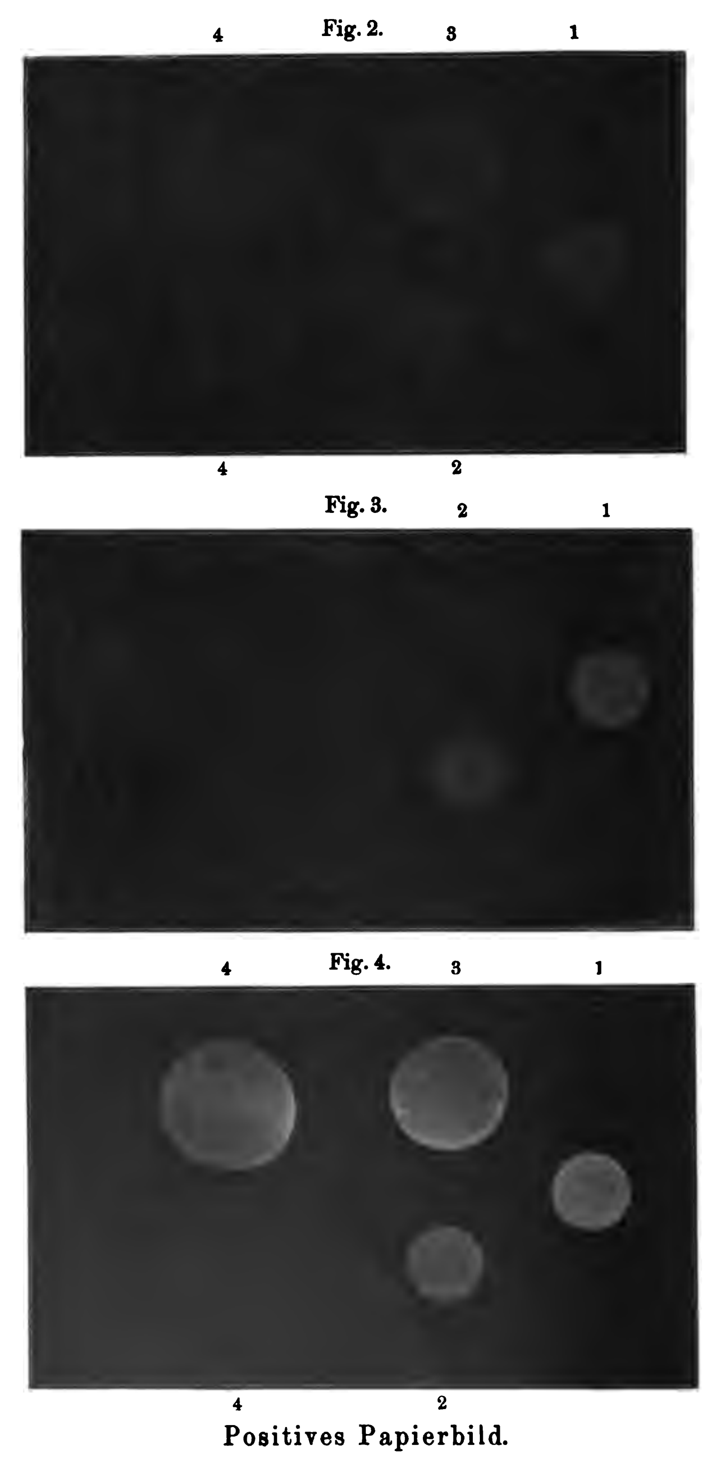


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Positives Papierbild.

Erklärungen zu den Figg. 2, 3 u. 4:

Fig.	Erklärung	Filter
Fig. 2.	Lichtstrahlung aus der Luft oberhalb des Radiumbromids. Expositionszeit: 13 Std.	1. Luft.
Fig. 3.	Direkte Radiumstrahlung aus 12 cm Abstand. Expositionszeit: 12 Min.	2. Deckglas (0,1 mm).
Fig. 4.	Lichtstrahlung aus der Luft oberhalb des Radiumbromids. (Das obere Quarzfenster mit Al-Folie bedeckt.) Expositionszeit: 72 Std.	3. Steinsalz (2 mm). 4. Quarz (5 mm).

dessen störender Einfluß bei dem geringen Abstande von der photographischen Platte vielleicht noch mehr als der des Fensters Q zu fürchten war. Zur Entscheidung zwischen diesen beiden möglichen Lichtquellen wurde das eine Quarzfenster des Filters mit dünnster Aluminiumfolie auf der dem Radiumbromid zugewandten Seite beklebt. Hatte man es nun mit Licht von seiten der den Radiumstrahlen ausgesetzten Luft zu tun, so mußte diese Folie eine Schwärzung unter der beklebten Filteröffnung verhindern, nicht aber, wenn diese Schwärzung eine Folge der Fluoreszenz des Quarzfensters war, da dann die diese Fluoreszenz erregenden Radiumstrahlen, in der keine merklichen α-Strahlen nachweisbar waren, nicht zurückgehalten werden durften. Nun trat bei allen drei mit dem so zugerichteten Filter das erstere ein, man sah das abgeblendete Fenster erst nach langer Belichtungsdauer auf der Platte durch die durchdringende Sekundärstrahlung ganz flau abgebildet (vgl. Fig. 4) und damit dürfte wohl die Herkunft des Lichtes aus der der Radiumstrahlung ausgesetzten Luft statt aus einer Fluoreszenz der Filter erwiesen sein.

Im Anschluß an diese Versuche sei noch kurz einiges über die Entstehungsweise des an den Radiumbromid-Kristallen beobachteten Eigenlichtes erwähnt. Sir William und Lady Huggins nahmen, wie oben angeführt, eine Erregung der in der Luft der Umgebung enthaltenen Stickstoffmoleküle durch den Anprall der aus negativen Elektronen bestehenden β-Strahlen an. Neuerdings neigen sie jedoch einer anderen Ansicht zu: Sie

haben gefunden[1]), daß ein Radiumpräparat ohne wahrnehmbare Änderung seiner Aktivität sein Eigenlicht durch Aufbewahrung in Wasserstoff zum Teil, in verdünntem Stickstoff hingegen gänzlich verliert und erst allmählich unter dem Einfluß von Stickstoff bei Atmosphärendruck wieder gewinnt und glauben deswegen statt des bloßen Anpralls der β-Strahlen gegen die Stickstoffmoleküle eine direktere Einwirkung der in aktiver Verwandlung begriffenen Moleküle des Radiums auf die mit ihnen vereinigten (assoziated) Moleküle des Stickstoffs annehmen zu müssen. Doch setzt wohl diese Vorstellung die von den genannten Verfassern angenommene Beschränkung des Eigenlichtes auf molekulare Distanzen voraus und dürfte wohl kaum mit dem Leuchten in weiterem Abstande vereinbar sein, zumal eine direkte Berührung der zur Lichtemission erregten Luft mit dem Radiumpräparate keineswegs erforderlich ist. So wurden z. B. zwei der angeführten Versuche, welche die Frage nach dem Einfluß der Fluoreszenz entscheiden sollten, mit einem Radiumpräparate angestellt, das — für andere Zwecke — gasdicht in eine Kapsel mit Aluminiumdeckel von $^1/_{10}$ mm Stärke eingekittet war.

Einfacher erscheint es daher vielleicht, die Ursache des Eigenlichtes wie bei dem Leuchten der Luft in der Nähe von Radiotellurplatten[2]) in der Ionisation des Gases[3]) zu suchen. Für die größere Intensität des Eigenlichtes in der unmittelbaren Nähe des Präparates wäre dann die stärkere Absorption der erregenden Strahlung in der okkludierten Gasschicht und für die bevorzugte Stellung des Stickstoffs vor anderen Gasen die größere spektrale Empfindlichkeit des ersteren anzuführen. Besonders auf den letzten Punkt werden Herr WALTER und ich demnächst zurückkommen.

Berlin, Physik. Institut der Universität, November 1905.

---

[1]) Sir WILLIAM und Lady HUGGINS, Proc. Roy. Soc. (A) 76, 488—492, 1905 (zitiert nach Referat im Electrician).

[2]) B. WALTER, l. c.

[3]) R. POHL, l. c. — J. STARK, Jahrb. d. Rad. u. Elektr., II. Band, Heft 2.

Über einige besondere Eigenschaften des eingeschlossenen Lichtbogens;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. November.)

(Vgl. oben S. 397.)

---

§ 1. Der „eingeschlossene Bogen", worunter ein zwischen Kohleelektroden unter vollkommenem oder nahezu vollkommenem Abschluß der Außenluft in einem Glasgefäß von geringem Rauminhalt brennender elektrischer Lichtbogen verstanden wird, ist schon von DAVY gelegentlich erzeugt worden (1809); weitere Beobachtungen hierüber sind dann später häufig gemacht (GROVE 1840, 1841, 1845; BOUSSINGAULT 1845; DE LA RIVE 1845; DESPRETZ 1849 u. a. m.), auch hat man wiederholt versucht, ihn als praktische Lichtquelle verwendbar zu machen (STAITE & GREENER 1846, ALLMANN 1848, VARLEY 1878, G. G. ANDRÉ 1879, BROUGHAM 1880, BARDLEE 1882, BAXTER 1883, SHORT 1884, JANDUS 1886, STREET 1887 u. a), was jedoch erst JANDUS 1893 glückte.

Die Vorrichtungen, mittels derer man dauernd einen eingeschlossenen Bogen zwecks seiner Benutzung als Lichtquelle unterhält, bezeichnet man wegen des infolge des Abschlusses nur langsamen Verzehrtwerdens der Elektroden als „Dauerbrandbogenlampen"; bei diesen kann man einen sehr weitgehenden Abschluß erzielen, wenn man den Raum, in welchem sich die beweglichen Teile des sehr einfachen Regelwerkes befinden, als Annex des Brennraumes ausbildet, muß aber dann durch Anbringen eines sich nach außen öffnenden Ventils dafür sorgen, daß im Brennraum kein übermäßig hoher Druck durch die Lichtbogentemperatur veranlaßt wird („Regina"-Bogenlampe von J. ROSEMEYER). Ein höherer als Atmosphärendruck wird aber im Brennraum immer herrschen, da das Ventil eine bestimmte Schlußkraft haben muß, und je größer diese ist, um so größer wird auch der Innendruck sein.

§ 2. Der in solcher Weise erzeugte Lichtbogen zeigt verschiedene physikalisch sehr bemerkenswerte Eigentümlichkeiten. Zunächst treten öfters Explosionen auf, deren Herd der Brennraum ist; diese nun zeigen sich nur, wenn die Lampe nach längerer Brennzeit erkaltet war und dann neu eingeschaltet wird, und man kann auf Grund verschiedener Untersuchungen (z. B. HERZFELD 1897, W. VON BOLTON 1902) annehmen, daß nacheinander folgende Vorgänge stattfinden:

$$2\,O + C \rightarrow CO_2,$$

der ganze Sauerstoff im Brennraum wird gebunden.

$$CO_2 + C \rightarrow 2\,CO,$$

unter Zerfall des Dioxydes wird die doppelte C-Menge gebunden.

Erkaltet jetzt der Apparat, so tritt frische Luft in den Brennraum, falls noch eine zweite sog. Außenglocke vorhanden ist, aus dieser, und es bildet sich ein explosibles Gasgemisch, das beim Einschalten zur Explosion gebracht wird; bei nicht völlig gasdichtem Abschluß unterbleibt infolge langsamen Luftzutrittes der Zerfall des CO_2.

§ 3. Weitere sehr bemerkenswerte Beobachtungen sind von Herrn J. ROSEMEYER in Cöln bei einer längeren Untersuchungsreihe gemacht worden. Die Veränderung der Schließkraft des vorerwähnten Ventiles wirkt danach nicht nur unmittelbar auf den Gasdruck beim Brennen, sondern auch — vermöge des bei größerer Schließkraft dichteren Schlusses — auf die Brenndauer und auffälligerweise auch auf den Wirkungsgrad, so daß dieser cet. par. sich quasi als eine Funktion der Brenndauer ergibt; bei 300 Stunden Brenndauer verbraucht ein solcher Bogen z. B. 0,82 Watt für 1 HK, bei 90 Stunden dagegen 2,8 Watt.

§ 4. Der Abbrand der Elektroden wird nach den Beobachtungen von Herrn ROSEMEYER bei einer durch größere Schließkraft des Ventiles erzeugten größeren Brenndauer nicht nur geringer, sondern es ändert sich auch das Verhältnis zwischen anodischem und kathodischem Abbrand, das in freier Luft ja = 9:5 ist, bei 408stündiger Brenndauer dagegen 9,4:1; man gelangt so zu der Annahme, daß von der Anode abgeschleuderte Teilchen sich auf der Kathode anlagern, und findet dies dadurch bestätigt, daß bei noch vollkommenerem Luftabschluß, wie ich

auch selbst beobachtet habe, eine wirkliche Längenzunahme der Kathode feststellbar ist.

§ 5. Schwer erklärbar erscheint dagegen eine sich ebenfalls nur bei weitgehendem Abschlusse einstellende Erscheinung, nämlich ein periodisches Erlöschen des Bogens, das um so öfter erfolgt, je vollkommener der Abschluß ist, und bei 408 Stunden Brenndauer bereits alle 14 bis 16 Minuten eintritt, bei 296 Stunden nur alle 106 bis 118 Minuten.

Wilmersdorf, den 31. Oktober 1905.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1905 verlor die Gesellschaft durch den Tod:
Dr. M. ABRAMCZYK, Prof. Dr. JOHANNES EDLER, Prof. Dr. G. HAUCK, Prof. Dr. HERMANN HOHNHORST, Prof. Dr. GEORG W. A. KAHLBAUM, Prof. Dr. J. KIESSLING, Dr. O. KNÖFLER, Prof. Dr. A. MÜTTRICH.

Am Ende des Jahres 1905 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. ALTSCHUL *), W., Nachodstraße 11.
2. „ Dr. R. APT, NW., Lüneburgerstraße 25.
3. „ F. S. ARCHENHOLD, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
4. „ Prof. Dr. H. ARON, W., Lichtensteinallee 3a.
5. „ Dr. L. ARONS, NW., Brückenallee 3.
6. „ Prof. Dr. E. ASCHKINASS, W., Achenbachstraße 2.
7. „ Dr. OTTO v. BAEYER, Charlottenburg, Schlüterstraße 30.
8. „ O. BASCHIN, N., Eichendorffstraße 2.
9. „ Ingenieur HEINZ BAUER, Friedenau, Ringstraße 20.
10. „ Dr. W. BEIN, W., Emserstraße 25.
11. „ Dr. G. BENISCHKE, Pankow, Kavalierstraße 9.
12. „ Prof. A. BERBERICH, SW., Lindenstraße 91.
13. „ Dr. A. BERLINER, NW., Dorotheenstraße 60.
14. „ Prof. Dr. W. v. BEZOLD, W., Lützowstraße 72.
15. „ W. BIEGON v. CZUDNOCHOWSKI, Wilmersdorf, Preußischestraße 7.
16. „ Prof. Dr. E. BLASIUS, Charlottenburg, Knesebeckstraße 96.
17. „ Oberlehrer A. BLÜMEL, SO., Melchiorstraße 22.
18. „ H. BOAS, O., Krautstraße 52.
19. „ GÜNTHER BODE, NW., Reichstagsufer 7/8.
20. „ Prof. Dr. R. BÖRNSTEIN, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.
21. „ Prof. Dr. H. BÖTTGER, NW., Lessingstraße 10.
22. „ Prof. Dr. H. DU BOIS, NW., Herwarthstraße 4.
23. „ A. DU BOIS-REYMOND, NW., Schiffbauerdamm 29a.
24. „ Dr. E. BOLLÉ, NW., Hannoverschestraße 13.
25. „ Dr. F. BREMER, Nikolassee, Villa Bremer.

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

26. Herr Reg.-Rat Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
27. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Hubertusallee 15.
28. „ Dr. C. Brodmann, NW., Paulstraße 13.
29. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg, Berlinerstraße 54.
30. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
31. „ Dr. A. Byk, W., Lützowstraße 97.
32. „ Paul Cermak, Charlottenburg, Kantstraße 18.
33. „ Prof. Dr. Cranz, Charlottenburg, Bismarckstraße 12.
34. „ Dr. A. Denizot, Charlottenburg, Schlüterstraße 7.
35. „ Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg, Marchstraße 25a.
36. „ Dr. B. Donath, Charlottenburg, Stuttgarterplatz 16.
37. „ Prof. Dr. P. Drude, NW., Neue Wilhelmstraße 16.
38. „ Prof. Dr. E. v. Drygalski, Bureau der Deutschen Südpolarexpedition, NW., Schiffbauerdamm 27.
39. „ Dr. A. Ebeling, W., Regensburgerstraße 3.
40. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW., Neue Wilhelmstraße 15.
41. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
42. „ Dr. C. Färber, S., Fichtestraße 2.
43. „ Dr. Felgenträger, Charlottenburg, Werner Siemensstraße 27/28.
44. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg, Berlinerstraße 80a.
45. „ Dr. H. W. Fischer, NW., Albrechtstraße 13/14.
46. „ James Franck, NW., Holsteinerufer 10.
47. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, W., Augsburgerstraße 7.
48. „ Dr. A. Franke, Groß-Lichterfelde, Sternstraße 28.
49. „ Dr. F. Frankenhäuser, Friedenau, Rembrandtstraße 13.
50. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Brehmestraße 56.
51. „ Dr. G. A. Freund, NW., Unter den Linden 69.
52. „ Dr. Hermann Fricke, Charlottenburg, Windscheidstraße 21.
53. „ Dr. Joh. Friedel, Charlottenburg, Pestalozzistraße 5.
54. „ Dr. O. Frölich, Wilmersdorf, Berlinerstraße 41.
55. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
56. „ Dr. E. Gehrcke, S., Gneisenaustraße 55.
57. „ Dr. H. Gerstmann, Wilmersdorf, Kaiserallee 205.
58. „ Dr. Bruno Glatzel, SW., Gneisenaustraße 4.
59. „ Dr. A. Gleichen, SW., Halleschestraße 7.
60. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W., Bambergerstraße 6.
61. „ Dr. A. Gradenwitz, W., Körnerstraße 25.
62. „ Oberlehrer Willy Greinert, Weißensee, Königschaussee 88.
63. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg, Marchstraße 25.
64. „ Prof. Dr. L. Grunmach, W., Bayreutherstraße 9.
65. „ Oberlehrer Dr. R. Güntsche, W., Hohenstaufenstraße 7.
66. „ Prof. Dr. P. Güssfeldt, NW., Beethovenstraße 1.
67. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg, Schlüterstraße 71.
68. „ W. Haensch, S., Prinzenstraße 71.
69. „ Prof. Dr. E. Haentzschel, W., Gleditschstraße 43.
70. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg, Werner Siemensstraße 7.
71. „ Oberlehrer H. Hahn, Grunewald, Bismarckallee 24.
72. „ Dr. O. Hauser, NW., Marienstraße 2.

73. Herr P. Heitchen, Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 67.
74. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W., Margarethenstraße 2/3.
75. „ Dr. Fr. Henning, Charlottenburg, Marchstraße 25.
76. „ Karl Herrmann, Charlottenburg, Carmerstraße 5.
77. „ Prof. Dr. R. Heyne, W., Zietenstraße 3.
78. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Kunz Buntschuhstraße 16.
79. „ Dr. vom Hofe, Groß-Lichterfelde, Stubenrauchstraße 5.
80. „ Prof. Dr. J. H. van 't Hoff, Charlottenburg, Uhlandstraße 2.
81. „ Dr. Fr. Hoffmann, W., Passauerstraße 23.
82. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg, Friedrich-Karlplatz 15.
83. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW., Großbeerenstraße 83.
84. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
85. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg, Kantstraße 76.
86. „ Dr. Erich F. Huth, Charlottenburg, Schillerstraße 7.
87. „ Dr. M. Iklé, Wilmersdorf, Uhlandstraße 106.
88. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Handjerystraße 90.
89. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W., Ludwigskirchstraße 6.
90. „ Oberlehrer P. Johannesson, N., Schönhauserallee 134.
91. „ Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
92. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W., Ansbacherstraße 14.
93. „ Dr. Franz Kiebitz, NW., Reichstagsufer 7/8.
94. „ Prof. Dr. G. Kiesel, O., Langestraße 31.
95. „ Dr. Willy Kiesewetter, Südende, Lichterfelderstraße 37.
96. „ O. Kiewel, W., Schinkelplatz 6.
97. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg, Pestalozzistraße 19.
98. „ Dr. A. Köpsel, Charlottenburg, Kantstraße 69.
99. „ Prof. Dr. F. Kötter, S., Annenstraße 1.
100. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO., Schlesischestraße 18.
101. „ Prof. Dr. G. Krech, W., Ansbacherstraße 44/45.
102. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW., Spenerstraße 34.
103. „ Dr. H. Kreusler, Wilmersdorf, Ringbahnstraße 20.
104. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, W., Sigismundstraße 3.
105. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W., Meinekestraße 5.
106. „ Prof. Dr. E. Lampe, W., Fasanenstraße 64.
107. „ Prof. Dr. H. Landolt, NW., Albrechtstraße 14.
108. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg, Schillerstraße 119.
109. „ Dr. Max Laue, W., Pariserstraße 47.
110. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde, Dahlemerstraße 89.
111. „ Dr. G. Leithäuser, Charlottenburg, Marchstraße 25.
112. „ Dr. E. Less, NW., Bachstraße 11.
113. „ Dr. A. Lessing, W., Potsdamerstraße 122a.
114. „ Dr. L. Levy, W., Steglitzerstraße 85.
115. „ Oberlehrer L. Lewent, W., Motzstraße 87.
116. „ Dr. C. Liebenow, W., Fasanenstraße 41.
117. „ Prof. Dr. O. Liebreich, NW., Neustädtische Kirchstraße 9.
118. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg, Bismarckstraße 53.
119. „ Prof. Dr. E. Loew, SW., Großbeerenstraße 67.
120. „ Dr. K. Luyken, Charlottenburg, Grolmannstraße 46.

121. Herr Dr. O. Martienssen, W., Würzburgerstraße 21.
122. „ Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W., Kurfürstenstraße 99.
123. „ Dr. Edgar Meyer, NW., Reichstagsufer 7/8.
124. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
125. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, W., Kalkreuthstraße 15.
126. „ Dr. M. W. Meyer, Charlottenburg, Grolmannstraße 36.
127. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1b.
128. „ Prof. Dr. Michaelis, W., Kurfürstenstraße 149.
129. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W., Kleiststraße 15.
130. „ Prof. Dr. Miethe, Charlottenburg, Kantstraße 42.
131. „ Prof. Dr. R. Müller, S., Schleiermacherstraße 11.
132. „ Prof. Dr. H. Munk, W., Matthäikirchstraße 4.
133. „ Dr. R. Nahrwold, C., Niederwallstraße 12.
134. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W., Ansbacherstraße 31.
135. „ Prof. Dr. W. Nernst, NW., Moltkestraße 1.
136. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg, Werner Siemensstraße 8/12.
137. „ Prof. Dr. A. Paalzow, W., Wilhelmstraße 50.
138. „ Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
139. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollernplatz 1.
140. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
141. „ Robert Pohl, NW., Reichstagsufer 7/8.
142. „ Prof. Dr. F. Poske, Friedenau, Hauffstraße 2.
143. „ Dr. Walther Radeboldt, W., Pragerstraße 6.
144. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
145. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Friedenau, Ringstraße 5.
146. „ Fritz Reiche, W., Bendlerstraße 35.
147. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg, Goethestraße 9.
148. „ Dr.-Ing. H. Reissner, W., Rankestraße 22.
149. „ Dr. E. Richter, Charlottenburg, Knesebeckstraße 90.
150. „ Dr. H. Rohrbeck, Westend, Ebereschenallee 36.
151. „ Prof. Dr. O. Rosenbach, W., Victoriastraße 20.
152. „ Prof. Dr. H. Rubens, Charlottenburg, Techn. Hochschule.
153. „ Dr. Schafheitlin, W., Schaperstraße 17.
154. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
155. „ Dr. R. Schelske, NW., Beethovenstraße 3.
156. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg, Schillerstraße 115.
157. „ Prof. M. Schlegel, W., Bellevuestraße 15.
158. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W., Pariserstraße 9.
159. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Schöneberg, Luitpoldstraße 6.
160. „ Dr. O. Schönrock, NW., Jagowstraße 10.
161. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
162. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg, Luisenplatz 3.
163. „ Prof. F. Schotte, SW., Großbeerenstraße 27a.
164. „ Dr. H. Schultze, Charlottenburg, Werner Siemensstraße 7.
165. „ Dr. G. Schwalbe, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 13.
166. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W., Hohenzollernstraße 16.
167. „ Prof. Dr. G. Sieben, Groß-Lichterfelde, Sternstraße 9.
168. „ Prof. Dr. A. Siebert, Groß-Lichterfelde, Bellevuestraße 30.

169. Herr Geh. Reg.-Rat WILH. v. SIEMENS, SW., Askanischer Platz 3.
170. „ Dr. S. SIMON, Charlottenburg, Windscheidstraße 21.
171. „ Prof. Dr. W. SKLAREK, W., Landgrafenstraße 7.
172. „ Prof. Dr. A. SLABY, Charlottenburg, Sophienstraße 4.
173. „ Dr. W. STARCK, Charlottenburg, Holtzendorffstraße 15.
174. „ Dr. H. v. STEINWEHR, Friedenau, Kaiserallee 83.
175. „ Prof. Dr. K. STRECKER, W., Keithstraße 20.
176. „ Dr. EMIL TAKE, SO., Kiefholzstraße 21.
177. „ JOH. THEEL, SW., Kirchstraße 4.
178. „ Prof. Dr. M. THIESEN, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
179. „ Prof. Dr. I. TRAUBE, W., Pariserstraße 55.
180. „ Prof. Dr. R. WACHSMUTH, Grunewald, Trabenerstraße 21.
181. „ Dr. J. WALLOT, Halensee, Schweidnitzerstraße 5.
182. „ Prof. Dr. E. WARBURG, Charlottenburg, Marchstraße 25b.
183. „ Reg.-Rat Dr. C. L. WEBER, Groß-Lichterfelde-West, Fontanestraße.
184. „ Prof. Dr. W. WEDDING, Groß-Lichterfelde, Wilhelmstraße 2.
185. „ Dr. MORITZ WEERTH, Charlottenburg, Krummestraße 68.
186. „ Dr. FRANZ WEIDERT, Charlottenburg, Eosanderstraße 11.
187. „ Prof. Dr. B. WEINSTEIN, Charlottenburg, Kantstraße 148.
188. „ Dr. K. VON WESENDONK, NW., Reichstagsufer 10.
189. „ Ingenieur J. H. WEST, W., Am Karlsbad 21.
190. „ stud. rer. nat. WILHELM H. WESTPHAL, W., Von der Heydtstraße 1.
191. „ Prof. Dr. H. F. WIEBE, Charlottenburg, Friedbergstraße 10.
192. „ Prof. Dr. J. WINZER, Groß-Lichterfelde I, Gerichtsstraße 11.
193. „ Prof. Dr. W. WOLFF, W., Fasanenstraße 61.
194. „ Dr. R. WURTZEL, NW., Philippstraße 6.
195. „ Dr. H. ZAHN, NW., Reichstagsufer 7/8.
196. „ Prof. Dr. L. ZEHNDER, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
197. „ JULIUS ZIEGLER, NO., Hufelandstraße 26.
198. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernhaide (Postamt Plötzensee).
199. Versuchsabteilung der Verkehrstruppen, W., Wilhelmstraße 101.

B. Auswärtige Mitglieder.

200. Herr Prof. Dr. R. ABEGG, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 70.
201. „ Dr. M. ABRAHAM, Göttingen, Bürgerstraße 29.
202. „ A. ACKERMANN-TEUBNER, Leipzig, Poststraße 3.
203. „ Reallehrer Dr. HEINRICH ALT, z. Z. am Deutsch. Museum f. Meisterwerke, München-Solln 47.
204. „ Prof. Dr. K. ÅNGSTRÖM, Upsala.
205. „ Prof. Dr. R. ASSMANN, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeronaut. Observ.
206. „ Prof. Dr. F. AUERBACH, Jena.
207. „ Frhr. Dr. OTTO VON UND ZU AUFSESS, München, Türkenstraße 23.
208. „ Prof. Dr. L. AUSTIN, Washington, National Bureau of Standards.
209. „ Dr. U. BEHN, Frankfurt a. M., Heinestraße 43.
210. „ Dr. O. BERG, Greifswald, Roßmarkt 8.
211. „ Dr. G. BERNDT, Cöthen (Anhalt), Leopoldstraße 88.
212. „ Dr. G. BERTHOLD, Ronsdorf.

213. Herr Prof. Dr. L. Boltzmann, Wien XVIII/1, Hainzingergasse 26.
214. „ Dr. E. Bose, Göttingen.
215. „ Prof. Dr. F. Braun, Straßburg i. E., Physik. Institut.
216. „ Prof. Dr. H. Bruns, Leipzig, Sternwarte.
217. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel, Elisabethstraße 30.
218. „ Exzellenz Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, Universität.
219. „ Prof. Dr. A. Coehn, Göttingen, Herzberger Chaussee 35.
220. „ Prof. Dr. E. Cohn, Straßburg i. E., Schweighauserstraße 19.
221. „ Prof. Dr. S. Czapski, Jena.
222. „ Dr. A. Dahms, Leipzig, Kaiser Wilhelmstraße 26c.
223. „ Dr. A. Day, Washington, Geological Survey.
224. „ Dr. R. Defregger, München, Königinstraße 43.
225. „ Prof. Dr. B. Dessau, Perugia, Universität.
226. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Hannover, Alleestraße 7 k.
227. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Göttingen, Bürgerstraße 50.
228. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
229. „ Prof. Dr. Drecker, Aachen, Lousbergstraße 26.
230. „ Prof. Henry Dufour, Lausanne, Universität.
231. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Techn. Hochschule.
232. „ Dr. Joh. Ehlers, Jena, Erfurterstraße 4.
233. „ Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
234. „ Dr. R. Emden, München, Gabelsbergerstraße 77.
235. „ Dr. Paul Ewers, Laim-München, Agnes Bernauerstraße.
236. „ Prof. Dr. Karl T. Fischer, München-Solln, Albrecht Dürerstraße 1.
237. „ Dr. K. Forch, Darmstadt, Technische Hochschule.
238. „ Dr. J. Friedländer, Neapel Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
239. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen.
240. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
241. „ Dr. H. Gädeke, München, Akademiestraße 1.
242. „ Dr. A. Galle, Potsdam, Geodät. Institut.
243. „ Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel.
244. „ Prof. Dr. J. Ritter von Geitler, Prag II, 1594, Physik. Institut der Deutschen Universität.
245. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
246. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
247. „ Prof. E. Grimsehl, Hamburg, Immenhof 13.
248. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Theresienstraße 13.
249. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag.
250. „ Prof. Dr. S. Günther, München, Akademiestraße 5.
251. „ Dr. S. Guggenheimer, z. Z. Nürnberg, Kaiserstraße 23.
252. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Washington, National Bureau of Standards.
253. „ Realgymnasialdirektor L. Hacker, Brandenburg a. H.
254. „ Prof. Dr. A. Hagenbach, Aachen, Gerlachstraße 9.
255. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel, Missionsstraße 20.
256. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
257. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
258. „ Prof. Dr. Hartmann, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.

259. Herr Dr. H. Hauswaldt, Magdeburg-Neustadt.
260. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
261. „ Dr. W. Heuse, Frankfurt a. M., Leerbachstraße 54.
262. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Münster i. W., Physik. Institut.
263. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
264. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
265. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
266. „ Heinrich Hörig, Leipzig, Kochstraße 62.
267. „ Dr. Christ. von Hofe, Jena, Erfurterstraße 4.
268. „ Dr. M. W. Hoffmann, Potsdam, Neue Königstraße 47.
269. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
270. „ Dr. Alfred Kalähne, Heidelberg, Märzgasse 3.
271. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Bonn, Physik. Institut.
272. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn, Humboldtstraße 2.
273. „ Dr. H. Kellner.
274. „ Prof. Dr. L. v. Klecki, Krakau, Karmelickastraße 44.
275. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 3.
276. „ Prof. Dr. O. Knoblauch, München, Haydnstraße 8.
277. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstraße, Villa Koch.
278. „ Prof. Dr. W. König, Gießen, Löberstraße 23.
279. „ Dr. J. Königsberger, Freiburg i. B., Stadtstraße 20.
280. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Marburg i. H.
281. „ Dr. Fritz Kohlrausch, Rostock, Koßfelderstraße 29.
282. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Nienburgerstraße 8.
283. „ Dr. A. Korn, München, Hohenzollernstraße 1a.
284. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstraße 54.
285. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
286. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
287. „ Prof. Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.
288. „ Dr. Erich Ladenburg, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 108.
289. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien IX, Türkenstraße 3.
290. „ Prof. Dr. E. Lecher, Prag II, 1594, Physik. Institut.
291. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
292. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 17.
293. „ Prof. Dr. C. Linde, München, Prinz Ludwigshöhe 44.
294. „ Dr. A. Lindemann, Hamburg, Mundsburgerdamm 29.
295. „ Dr. Fr. Linke, Observator des Samoa Observat., Apia.
296. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leiden.
297. „ Prof. Dr. Lüdeling, Potsdam, Meteor. Observatorium.
298. „ Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppelstraße 1.
299. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
300. „ Dr. A. Mahlke, Dresden, Alt-Plauen 4.
301. „ Prof. Dr. F. F. Martens, Rostock, Physik. Institut.
302. „ Dr. E. Marx, Leipzig, Hohenzollernstraße 10.
303. „ Werner Mecklenburg, Jena, Chem. Institut.
304. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchh., Leipzig, Roßplatz 17.
305. „ Dr. G. Melander, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.

306. Herr Prof. Dr. GEORG MEYER, Freiburg i. B., Dreisamstraße 3.
307. „ Prof. Dr. O. E. MEYER, Breslau, Tiergartenstraße 24.
308. „ Prof. Dr. G. MIE, Greifswald, Domstraße 30.
309. „ Dr. JAMES MOSER, Wien VIII/1, Laudongasse 25.
310. „ Prof. Dr. K. VON DER MÜHLL, Basel, Universität.
311. „ Dr. E. MÜLLER, Heidelberg, Rohrbachstraße 27.
312. „ Prof. Dr. W. MÜLLER-ERZBACH, Bremen, Ostertor-Steinweg 33.
313. „ Prof. Dr. C. NEUMANN, Leipzig, Querstraße 10/12.
314. „ Dr. A. NIPPOLDT, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
315. „ Prof. Dr. A. v. OETTINGEN, Leipzig, Mozartstraße 1.
316. „ Prof. Dr. W. OSTWALD, Leipzig, Linnéstraße 3.
317. „ Prof. Dr. L. PFAUNDLER, Graz, Halbarthgasse 1.
318. „ Dr. A. PFLÜGER, Bonn, Koblenzerstraße 176.
319. „ Prof. Dr. PRECHT, Hannover, Techn. Hochschule.
320. „ Prof. Dr. E. PRINGSHEIM, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 64.
321. „ E. PRÜMM, Braunschweig, Humboldtstraße 6.
322. „ Prof. Dr. K. PRYTZ, Kopenhagen, Falkoneergaardsvej 12.
323. „ Dr. C. PULFRICH, Jena.
324. „ Prof. Dr. G. QUINCKE, Heidelberg, Hauptstraße 47.
325. „ Dr. E. REGENER, Potsdam, Margarethenstraße 7.
326. „ Dr. R. REIGER, Erlangen, Physik. Institut.
327. „ Dr. M. REINGANUM, Freiburg i. B., de Weerthstraße 15.
328. „ Dr. L. RELLSTAB, Hannover, Blumenhagenstraße 13.
329. „ Ingenieur H. RENISCH, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.
330. „ Prof. Dr. F. RICHARZ, Marburg i. H.
331. „ Prof. Dr. E. RIECKE, Göttingen.
332. „ Prof. Dr. W. C. RÖNTGEN, München, Physik. Institut.
333. „ Dr. M. v. ROHR, Jena, Wagnergasse 11.
334. „ Prof. Dr. J. ROSENTHAL, Erlangen.
335. „ Prof. Dr. R. RÜHLMANN, Döbeln i. Sachsen, Kgl. Real-Gymnasium.
336. „ Prof. Dr. C. RUNGE, Göttingen, Universität.
337. „ LEO SANTIFALLER, Bozen, Tirol, Lauben 45.
338. „ Dr. K. SCHAUM, Marburg a. L., Frankfurterstraße 22.
339. „ Prof. Dr. J. SCHEINER, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
340. „ Dr. R. SCHENCK, Marburg i. H., Universitätsstraße.
341. „ GERHARD SCHENDELL, Stettin, Preußischestraße 11.
342. „ Prof. Dr. K. SCHERING, Darmstadt, Saalbaustraße 85.
343. „ Prof. Dr. A. SCHMIDT, Potsdam, Telegraphenberg.
344. „ Prof. Dr. GERHARD SCHMIDT, Königsberg i. Pr., Physik. Kabinett, Steindamm 6.
345. „ Dr. WILLY SCHMIDT, Gießen, Goethestraße 21.
346. „ Prof. Dr. SCHUBERT, Eberswalde, Forstakademie.
347. „ Dr. W. SCHULER, Hannover, Gabelsbergerstraße 7.
348. „ Dr. F. A. SCHULZE, Marburg i. H., Steinweg 31/32.
349. „ Dr. MAX SEDDIG, Marburg i. H., Renthofstraße 28.
350. „ Dr. H. SIEDENTOPF, Jena, Kalaischestraße 2.
351. „ Prof. Dr. P. SILOW, Kiew, Rußland.
352. „ Prof. Dr. H. TH. SIMON, Göttingen.

353. Herr Prof. Dr. P. Spies, Posen, Neue Gartenstraße 5.
354. „ Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
355. „ Dr. Joh. Stark, Göttingen, Herzberger Chaussee 19.
356. „ Prof. Dr. H. Starke, Greifswald, Physik. Institut.
357. „ Dr. O. Steffens, Hamburg-St. Georg, An der Alster 32.
358. „ Prof. Dr. K. Stöckl, Passau-Grünau, Hauptstraße $60\frac{1}{12}$.
359. „ Dr. B. Strasser, Danzig-Langfuhr, Johannistal 23.
360. „ Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstraße 2.
361. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
362. „ Prof. Dr. R. Süring, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
363. „ B. Tepelmann, Braunschweig, vor der Burg 18.
364. „ S. Tereschin, Petersburg, Nicolajewskaya 40.
365. „ Prof. Dr. Thöldte, Dessau.
366. „ Prof. Dr. M. Toepler, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
367. „ Prof. Dr. W. von Uljanin, Kasan.
368. „ Dr. Usener, Kiel, Muhliusstraße 5.
369. „ Prof. Dr. Henri Veillon, Basel, Eulerstraße 27.
370. „ Prof. Dr. H. C. Vogel, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
371. „ Prof. Dr. W. Voigt, Göttingen.
372. „ Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg i. Pr.-Tragheim, Kirchenstr. 11.
373. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
374. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
375. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Techn. Hochschule.
376. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
377. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
378. „ Dr. Rudolf H. Weber, Heidelberg, Nauenheimer-Brückenstraße 30.
379. „ Prof. Dr. A. Wehnelt, Erlangen, Luitpoldstraße 6.
380. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
381. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
382. „ Prof. Dr. M. Wien, Danzig, Techn. Hochschule.
383. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Physik. Institut.
384. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Thalstraße 35.
385. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
386. „ Prof. Dr. A. Winkelmann, Jena.
387. „ Prof. Dr. A. Wüllner, Aachen, Techn. Hochschule.
388. „ Carl Zeiss, Optische Werkstatt, Jena.
389. „ Dr. W. Ziegler, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
390. „ Dr. R. Zsigmondy, Jena, Jahnstraße 15.
391. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat Röntgen, München, Neuhauserstraße 51).
392. Das Phys. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.
393. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden.
394. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.

Alphabetisches Namenregister

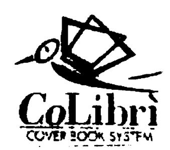
zu

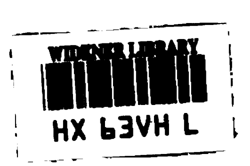
Jahrgang 7 (1905)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*).

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.


CoLibrì
COVER BOOK SYSTEM


WIDENER LIBRARY


04
LDPE




CoLibrì
COVER BOOK SYSTEM


04
LDPE

